Untersuchung der Plasmaresonanz von Aluminium mit der Synchrotronstrahlung

Michael Skibowski
München
1967

Untersuchung der Plasmaresonanz von Aluminium mit der Synchrotronstrahlung

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
zu München

vorgelegt
von
Michael Skibowski
aus
Lavelsloh

München
Mai 1967

1. Berichterstatter: Privatdozent Dr. W. Steinmann

2. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Rollwagen

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juli 1967

Fotodruck: Mikrokopie GmbH, 8 München 22, Bruderstraße 9

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	4
2. Vakuumultraviolett-Monochromator für Synchrotronstrahlung	9
2.1 Spektroskopie mit der Synchrotronstrahlung	9
2.2 Beschreibung des Monochromators und seines Spektrums	10
2.3 Intensität und Polarisation der Synchrotronstrahlung im Vakuum-Ultraviolett	13
2.4 Spezielle Eigenschaften des Monochromators	15
2.41 Dispersion und Fokussierung	15
2.42 Wellenlängeneichung und Auflösungsvermögen	17
2.43 Höhere Ordnungen - Streulicht - Strahlungsschäden am Gitter	19
2.5 Vakuum und Elektronik	20
3. Plasmaresonanz dünner Aluminiumschichten in Durchlässigkeit und Reflexion	22
3.1 Theoretisches	22
3.2 Messung der Durchlässigkeit und Reflektivität von Aluminiumschichten mit Dicken kleiner als 500 Å	26
3.21 Präparation der Aluminiumschichten	26
3.22 Reflektometer	26
3.23 Plasmaresonanzabsorption in der Durchlässigkeit	27
3.24 Struktur der Reflektivität bei der Plasmawellenlänge	28
3.25 Meßgenauigkeit	30

Seite

4. Polarisationsabhängiger Photoeffekt an dünnen Aluminiumschichten 32

4.1 Messung des polarisationsabhängigen Photoeffekts 32
4.11 Vorbemerkung 32
4.12 Aluminiumschichten der Dicke 100 - 300 Å, Plasmaresonanz in der Photoemission 33
4.13 Aluminiumschichten der Dicke 1000 - 4000 Å, Interferenzeffekte in der Photoemission 34
4.2 Deutung der Messungen 36
4.21 Zur Theorie des polarisationsabhängigen Photoeffekts 36
4.22 Die Energiedichte an der Oberfläche 38
a) Der Zusammenhang mit der Reflektivität 38
b) Plasmaresonanz in der Photoemission 39
c) Interferenzeffekte in der Photoemission 41

5. Zusammenfassung 44

6. Anhang: Berechnung der Energiedichte in einer Mehrfachschicht als Funktion des Abstandes von der Oberfläche 47

7. Literaturverzeichnis 50

UNIV. LEIDEN BIBL.

1. Einleitung

Elektronen im Festkörper lassen sich einzeln zu Interbandübergängen oder kollektiv zu Plasmaschwingungen[1,2] anregen. Die Quanten der Plasmaschwingungen, die Plasmonen, haben Energien $E_p = \hbar\omega_p$ der Größenordnung 10 eV. Mikroskopisch gesehen, beruhen die kollektiven longitudinalen Dichteschwingungen des Elektronenplasmas auf der Coulombwechselwirkung der Elektronen. Unabhängig vom Modell treten sie nach der dielektrischen Theorie[2-4] bei einer Frequenz $\tilde{\omega}_0 = \omega_1 + i\omega_2$ auf, für welche die Dielektrizitätskonstante (DK) $\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_1(\omega) - i\,\varepsilon_2(\omega)$ verschwindet:+)

$$\tilde{\varepsilon}(\tilde{\omega}_0) = 0 \qquad (1.1)$$

ω_1 gibt die Lage, ω_2 die Dämpfung bzw. die reziproke Lebensdauer des angeregten Zustandes an. Im Idealfall des freien Elektronengases ohne Dämpfung mit der DK $\tilde{\varepsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ erhält man eine kollektive Resonanz bei $\tilde{\omega}_0 = \omega_p$. Die Plasmafrequenz $\omega_p = (4\pi\varrho e^2/m)^{1/2}$ läßt sich hier aus der Dichte ϱ des Plasmas, der Elektronenmasse m und der Elementarladung e berechnen.

Die Anregung von Plasmaschwingungen durch das longitudinale elektrische Feld schneller Elektronen ist schon lange bekannt. Sie äußert sich in charakteristischen Energieverlusten[5], die schnelle Elektronen bei ihrer Streuung an massivem Material oder in dünnen Schichten erleiden und die nicht durch Einzelanregung von Festkörperelektronen erklärt werden können.

+) Alle komplexen Größen werden im folgenden mit einer Tilde versehen; als Zeitabhängigkeit nehmen wir $e^{i\omega t}$. Da wir mit isotropen Substanzen arbeiten, sehen wir die DK als skalare Größe an. Wir machen keinen Unterschied zwischen longitudinaler und transversaler DK.[1,2] Die Abhängigkeit der DK vom Wellenvektor k ist nicht explizit eingeführt. Bei optischen Untersuchungen arbeitet man im Grenzfall $k \to 0$.

In dünnen Schichten ist eine Kopplung zwischen Plasmaschwingungen und dem transversalen elektromagnetischen Feld möglich. Zunächst konnte an Silber[6,7], später auch an Aluminium[8] nachgewiesen werden, daß ein mit schnellen Elektronen angeregtes Plasmon in ein Photon zerfallen kann. Es tritt sogenannte Plasmastrahlung[9,10] auf, die ihr Maximum bei der Plasmawellenlänge (3300 Å bei Ag und 835 Å bei Al) hat. Die Strahlung ist in der durch Elektronenstrahl (Schichtnormale) und Emissionsrichtung definierten Ebene polarisiert.

Der umgekehrte Prozeß ist als optische Plasmaresonanzabsorption bekannt[10-13]: Plasmaschwingungen lassen sich in Schichten, deren Dicke klein gegen die Plasmawellenlänge ist, durch schräg einfallendes linear polarisiertes Licht anregen, dessen elektrischer Vektor in der Einfallsebene schwingt (parallel(p-)polarisiertes Licht). Dies muß sich in Maxima in der Reflektivität und Absorption sowie einem Minimum in der Durchlässigkeit bei der Plasmawellenlänge bemerkbar machen. Für senkrecht(s-)polarisiertes Licht findet man keine Struktur. Die Kopplung zwischen Plasmaschwingungen und dem elektromagnetischen Feld erfolgt also nur, wenn der elektrische Feldvektor eine Komponente senkrecht zur Oberfläche der Schicht hat. Die optische Plasmaresonanzabsorption wurde als Minimum in der Durchlässigkeit zuerst bei Silber[14,15], Kalium[16-18] und Rubidium[19] im nahen Ultraviolett (UV) beobachtet.

Das Maximum in der Reflektivität[11] bei der Plasmawellenlänge läßt sich wie bei der Plasmastrahlung als Zerfall von Plasmonen in Photonen deuten. Es konnte bisher aber an keinem Material nachgewiesen werden, weil es im steilen Anstieg der Reflektivität bei der Plasmawellenlänge liegt. Das Absorptionsmaximum umfaßt den nichtstrahlenden Zerfall von

Plasmonen, der sich im Innern des Festkörpers durch Wechselwirkung mit Elektronen und Phononen abspielt. Gleichzeitig tritt ein Maximum in der Photoemission bei der Plasmawellenlänge für p-polarisiertes Licht auf.[16,20-22] Dies Phänomen haben Ives und Briggs vor 30 Jahren als "selektiven, vektoriellen Photoeffekt" an dünnen Schichten von Kalium, Rubidium und Cäsium beschrieben.[20,21] Mayer und Thomas bestätigten den Effekt später an K-Schichten noch einmal ausführlich.[16] Eine Deutung der Experimente im Rahmen der Plasmatheorie wurde damals noch nicht gegeben.

Die Plasmawellenlängen der meisten Festkörper liegen im Vakuumultraviolett (VUV) zwischen 500 und 2000 Å. Die optische Anregung von Plasmaschwingungen ist bisher aber vornehmlich an K und Ag im leicht zugänglichen nahen UV untersucht worden. Während K in der Umgebung der Plasmawellenlänge (3300 Å) das Verhalten eines freien Elektronengases zeigt, hat Ag einen Interbandübergang in der Nähe der Plasmafrequenz. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Experimenten an Aluminium. Die Lage der Plasmaresonanz im VUV bei 835 Å (14,8 eV) und ihre Lebensdauer ca. 10^{-15} sec sind aus Messungen des charakteristischen Energieverlustes[23] und der Plasmastrahlung[8] bekannt. Bestimmung der optischen Konstanten ergab, daß sich auch Al in der Umgebung der Plasmawellenlänge in guter Näherung wie ein freies Elektronengas mit schwacher Dämpfung verhält.[24-26] Aluminium ist deshalb wie K von besonderem theoretischen Interesse. Die Interbandübergänge sind bei Al im Unterschied zu Ag weit von der Plasmawellenlänge entfernt: Die $L_{2,3}$-Kante liegt bei 170 Å (73 eV), ein Übergang aus dem Leitungsband bei 8000 Å (1,5 eV). Die relative Dämpfung von Al, der Imaginärteil der DK, ist bei der Plasmafrequenz von gleicher Größe wie bei K. Gegenüber den Alkalimetallen ist

Al an Luft chemisch beständig, nachdem es sich mit einer Sättigungsoxydschicht von 30 - 40 Å Dicke überzogen hat.[27] Aus Al lassen sich außerdem die für Durchlässigkeitsmessungen nötigen dünnen freitragenden Schichten herstellen.

Ejiri und Sasaki[28,29] gelang es 1965, die optische Plasmaresonanzabsorption in Al nachzuweisen; sie fanden das erwartete Minimum bei 835 Å für p-polarisiertes Licht in der Durchlässigkeit einer 300 Å dicken Al-Schicht. Sie benutzten eine Linien-Lichtquelle und einen Gittermonochromator, der in Seya-Namioka-Montierung (mit 35° Einfallswinkel) arbeitete. Partiell polarisiertes Licht entstand durch Reflexion am Beugungsgitter. Der Polarisationsgrad betrug maximal 0,7.

Messungen im VUV unterhalb von 1050 Å, der Durchlässigkeitsgrenze von Lithium-Fluorid, sind mit besonderen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Es gibt in diesem Spektralbereich keine absorptionsfreien Substanzen, die als Träger oder Fenster benutzt werden können. Allenfalls kann man mit dünnen Schichten arbeiten. Außerdem fehlen Polarisatoren. Hier bietet sich die Synchrotronstrahlung als ausgezeichnete Lichtquelle an. Sie liefert ein stark polarisiertes, intensives kontinuierliches Spektrum vom Röntgengebiet über das VUV bis ins Sichtbare.

In der vorliegenden Arbeit untersuchen wir die optische Anregung von Plasmaschwingungen in Al mit Hilfe der Synchrotronstrahlung des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY) in Hamburg. Zu diesem Zweck haben wir Durchlässigkeit, Reflektivität und Photoemission dünner Al-Schichten in Abhängigkeit von Einfallswinkel und Polarisation in der Umgebung der Plasmawellenlänge 835 Å gemessen. In p-polarisiertem Licht treten charakteristische Strukturen auf,

die in s-polarisiertem Licht fehlen. Wieweit sie sich auf Plasmaresonanzen zurückführen lassen, wird im Rahmen der Elektrodynamik dünner Schichten diskutiert.- Das für die Experimente nötige polarisierte Licht liefert ein Monochromator mit nahezu senkrechtem Einfall, der eigens für die optimale Nutzung des VUV-Anteils der Synchrotronstrahlung konstruiert ist.

2. Vakuumultraviolett-Monochromator für Synchrotronstrahlung

2.1 Spektroskopie mit der Synchrotronstrahlung

Seit Tomboulian und Hartman die Spektral- und Winkelverteilung der Strahlung des 300 MeV Cornell-Synchrotrons untersucht haben[30] und Übereinstimmung mit der klassischen Theorie der Synchrotronstrahlung von Schwinger[31] fanden, kennt man die Bedeutung der Synchrotronstrahlung als Lichtquelle für die Spektroskopie im VUV und im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung. Vorteile der Synchrotronstrahlung gegenüber anderen Lichtquellen sind:

a) das intensive Kontinuum, das sich vom Röntgengebiet bis ins Sichtbare erstreckt,
b) die starke Polarisation der Strahlung,
c) die Berechenbarkeit der Strahlung und
d) der niedrige Druck in der Lichtquelle. Er liegt im Bereich von 10^{-6} Torr und ist damit um 5 - 7 Größenordnungen geringer als in den üblichen VUV-Lichtquellen.

Erste Anwendung fand die Synchrotronstrahlung bei der Untersuchung von Absorptionsspektren von Gasen zwischen 100 und 1000 Å.[32] Versuche, die Absorption dünner Festkörperschichten im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung zu messen, werden an den Elektronen-Synchrotrons in Rom[33], Tokio[29] und Hamburg[34] unternommen. Bei den erwähnten Experimenten benutzt man Gitterspektrographen in Rowland-Montierung mit streifendem Einfall, um bis zu möglichst kurzen Wellenlängen herab arbeiten zu können. Im VUV oberhalb von 400 Å hat man mit einer solchen Anordnung Schwierigkeiten mit den sich überlappenden höheren Ordnungen. Es gelang deshalb bisher in Tokio auch nicht, die bereits mit einer Linien-Lichtquelle gefundene Plasmaresonanzabsorption in Al mit der Synchrotron-

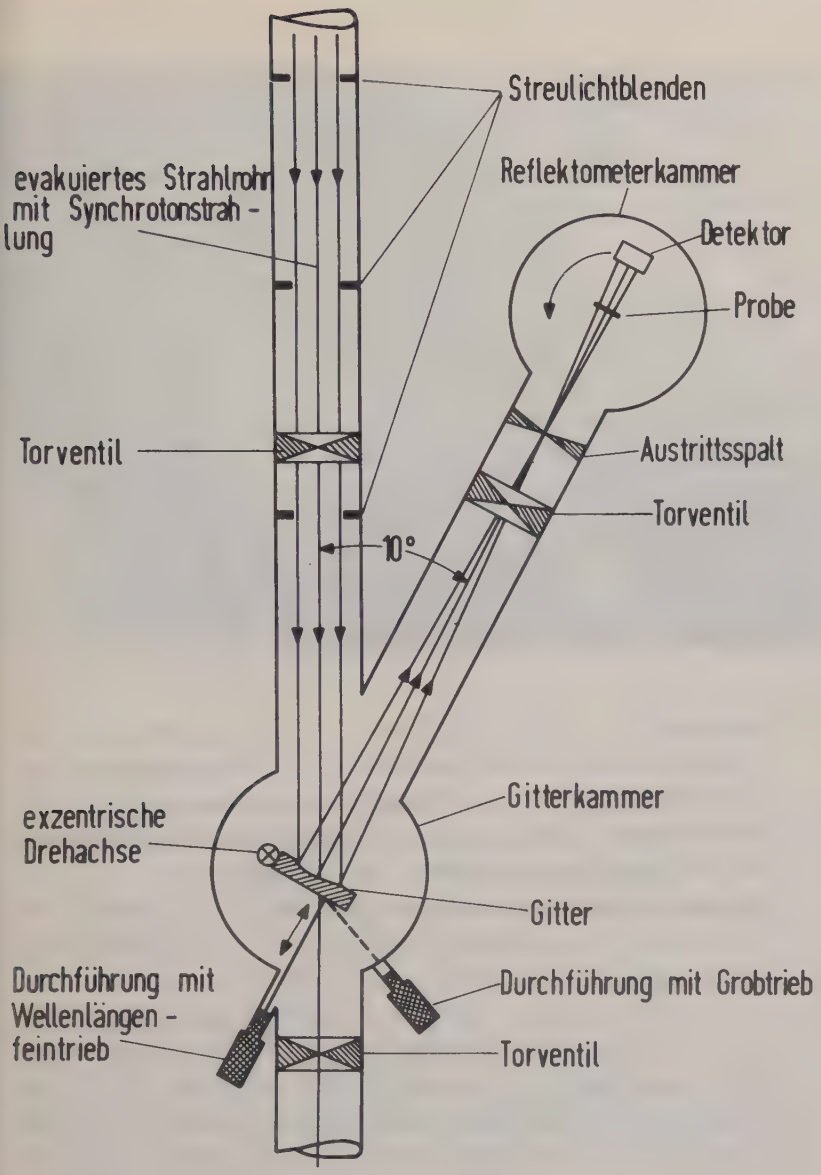

Fig. 1a Monochromator und Reflektometer, Schnitt in der Synchrotronebene.

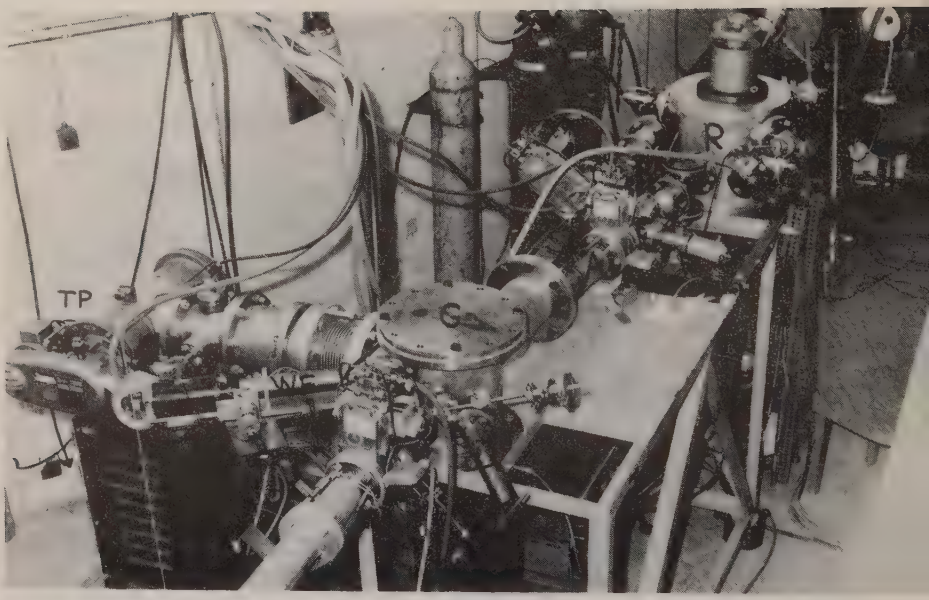

Fig. 1b Apparatur.
S: Strahlrohr, G: Gitterkammer, A: Austrittsarm,
R: Reflektometer, TP: Turbomolekularpumpe für
Gitterkammer, IGP: Ionengetterpumpe für Gitterkammer,
WF: Wellenlängenfeintrieb, GT: Grobtrieb.
Strahlhöhe über dem Fußboden: 1,50 m.

strahlung nachzuweisen.[29] Wir haben einen Gittermonochromator mit nahezu senkrechtem Einfall für die Strahlung des Deutschen Elektronensynchrotrons (6 GeV) gebaut.[35] Er liefert von 400 Å an aufwärts Licht mit hinreichender Intensität und ist für unsere Untersuchungen wesentlich besser geeignet als ein Spektrograph mit streifendem Einfall.

2.2 Beschreibung des Monochromators und seines Spektrums

Der Monochromator arbeitet ohne Eintrittsspalt in einer modifizierten Wadsworth-Montierung,[35,36] Fig. 1a und 1b. Die Synchrotronstrahlung wird in der Synchrotronebene tangential zur Umlaufbahn in Flugrichtung der Elektronen abgestrahlt. Der tangentiale Abstand des Gitters von der Sollbahn beträgt 40m. Der Öffnungswinkel des einfallenden Bündels ist ca. 1 mrad. In unseren ersten Experimenten benutzten wir ein goldbedampftes Replica-Gitter der Firma Bausch & Lomb mit folgenden Daten:

Konkaver Radius R	2217,6 mm
geritzte Fläche	30 x 52 mm
Striche pro mm	1200
Blaze erster Ordnung bei	600 Å

Das gebeugte Licht wird auf den festen Austrittsspalt fokussiert, der in einer Entfernung von ca. R/2=1,1 m zum Zentrum des Gitters steht. Der Winkel zwischen Ein- und Austrittsarm beträgt 10°. Der Öffnungswinkel am Austrittsspalt ist bei voll ausgeleuchtetem Gitter $4{,}6 \times 10^{-2}$ rad. Die Einstellung der Wellenlängen erfolgt mit einer Präzisionsschiebedurchführung (Wellenlängenfeintrieb), die das Gitter um eine Achse dreht, die senkrecht

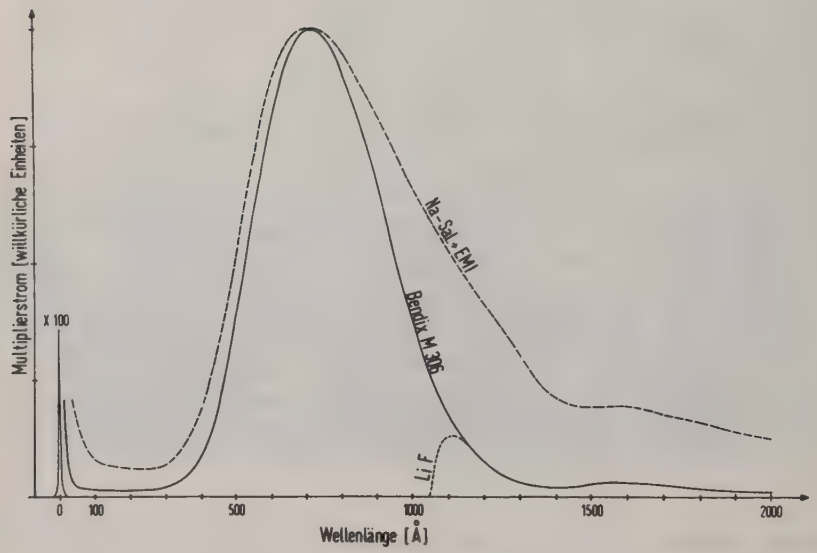

Fig. 2 Primärspektrum des Monochromators, gemessen mit Bendix M 306 und Natrium-Salicylat. - Absorptionskante von LiF bei 1050 Å (Kurve LiF).

auf der Synchrotronebene steht. Die Achse geht nicht durch den Mittelpunkt des Gitters, sondern hat, ähnlich wie bei einer Johnson-Onaka-Montierung[37-39], einen Abstand Δ =50mm von der Bündelachse der einfallenden Strahlung.- Hinter dem Austrittsspalt folgt ein Reflektometer mit Probe und Detektor.

Figur 2 zeigt ein mit einem offenen Photomultiplier (Bendix M 306 mit Wolframkathode) hinter dem Austrittsspalt gemessenes VUV-Spektrum. Der Strahlstrom im Synchrotron betrug bei der Messung 1 mA, die Elektronenenergie 6 GeV. (Normale Betriebsbedingungen bei DESY sind 1 - 10 mA bei 1 - 6 GeV.) Das Maximum bei 720 Å entspricht einem Bendix-Anodengleichstrom von 1×10^{-7}A bei einer Dynodenspannung 900 V. Die Spaltbreite betrug 0,5 mm, der durchgelassene Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$= 3,5 Å bei einer Lineardispersion von 7 Å/mm.

Die Intensität am Austrittsspalt ist z.B. für die Messung kleiner Reflektivitäten und Durchlässigkeiten ausreichend. Das zeigt folgende Abschätzung: Die Strahlung am Austrittsspalt des Monochromators muß man um den Faktor 10^9 schwächen, um unter gleichen Betriebsbedingungen des Synchrotrons wie oben bei der maximal zulässigen Dynodenspannung des Multipliers (2000V) ein Signal bei 720 Å zu bekommen, das in der Größenordnung des Multiplierdunkelstroms 10^{-12} A liegt.

Vier Faktoren bestimmen Verlauf und Größe des Anodenstroms A als Funktion der Wellenlänge:

1. Die auf das Gitter fallende Intensität $I(\lambda)$, gemessen in Zahl der Photonen pro Wellenlängen- und Zeiteinheit,
2. der Gitterwirkungsgrad $G(\lambda)$,

3. die Quantenausbeute der Wolframkathode $Q(\lambda)$[40] und
4. der Verstärkungsfaktor des Multipliers V.

$$A = I(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot G(\lambda) \cdot Q(\lambda) \cdot V \qquad (2.1)$$

Hier sind $G(\lambda)$, $Q(\lambda)$ und V bisher nur in ihrer Größenordnung bekannt. $I(\lambda)$, Fig. 3, läßt sich nach der Theorie der Synchrotronstrahlung berechnen. Der steile Anstieg des Spektrums zwischen 400 und 700 Å ist durch den Gitterwirkungsgrad bestimmt: denn die Intensität der Synchrotronstrahlung fällt zu längeren Wellenlängen hin ab, und die Quantenausbeute der W-Kathode, die ein breites Maximum zwischen 600 und 900 Å hat,[40] steigt hier viel langsamer als der Anodenstrom an. Oberhalb von 800 Å sinkt das Spektrum zu größeren Wellenlängen hin wieder ab, weil sich hier der Abfall der Intensität, des Gitterwirkungsgrades und der Quantenausbeute überlagern.- Der Verlauf des Anodenstroms bei anderen Endenergien ist nicht wesentlich von dem bei 6 GeV verschieden. Es ändert sich nur die Intensität $I(\lambda)$ entsprechend Fig. 3.

Figur 2 zeigt zusätzlich ein Spektrum, das mit Natriumsalicylat und einem im Sichtbaren empfindlichen Multiplier (EMI 9502B) aufgenommen ist. Die Quantenausbeute dieser Anordnung darf man zwischen 400 und 1000 Å als wellenlängenunabhängig ansehen.[41] Wir finden auch hier den bei 400 Å ansteigenden Gitterwirkungsgrad und den Abfall des Spektrums oberhalb von 800 Å. Das Spektrum fällt nicht mehr so steil ab wie bei der Benutzung des Bendix, weil die Quantenausbeute ungefähr konstant bleibt.- Die dritte Kurve in Fig. 2 (LiF) zeigt, wie das VUV-Spektrum unterhalb von 1050 Å mit einer Lithiumfluorid-Scheibe abgeschnitten wird.

Unterhalb von 300 Å macht sich im Bendix- und Na-Salicylat-Spektrum Streulicht bemerkbar. Es verhindert das Absinken des Anodenstroms auf Null. Um Streulicht aus dem Sichtbaren und nahen UV zu vermeiden, haben wir im folgenden stets mit dem Bendix-Multiplier als selektivem Empfänger gearbeitet.- In der Gegend von 1600 Å findet man in beiden Spektren ein schwaches Maximum; hier deutet sich die zweite Ordnung von 800 Å an.

2.3 Intensität und Polarisation der Synchrotronstrahlung im Vakuumultraviolett

Die auf das Gitter fallende Intensität läßt sich nach der Theorie von Schwinger[31] berechnen. Die Strahlung des 6 GeV Elektronensynchrotrons in Hamburg ist von Haensel[42,43] eingehend diskutiert und im Röntgengebiet gemessen worden. Die Intensität $P(\lambda,\psi,E)$, in Zahl der Photonen pro Wellenlängen-, Winkel-und Zeiteinheit, die von einem relativistischen monoenergetischen Elektron, das sich auf einer Kreisbahn bewegt, abgestrahlt wird, ist gegeben durch:

$$P(\lambda,\psi,E) = \frac{8}{3}\frac{\pi e^2}{h}\frac{R}{\lambda^3}\gamma^{-4}\left(1+\gamma^2\psi^2\right)^2 \times \left\{K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2\psi^2}{1+\gamma^2\psi^2}K_{1/3}^2(\xi)\right\} \qquad (2.2)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge, ψ der Winkel gegen die Synchrotronebene, R der Krümmungsradius der Elektronenbahn (bei DESY ist R = 31,7m) und E die Elektronenenergie. $K_{1/3}$ und $K_{2/3}$ sind modifizierte Besselfunktionen zweiter Art.
Als Abkürzung sind benutzt:

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} \quad , \quad \xi = \frac{2\pi R}{3\lambda}\gamma^{-3}\left(1+\gamma^2\psi^2\right)^{3/2}$$

Durch zeitliche Integration über die Beschleunigungsdauer T= 10 msec und Integration über den Winkel ψ läßt sich die Zahl der Photonen $N(\lambda)$ ausrechnen, die pro Wellenlängeneinheit

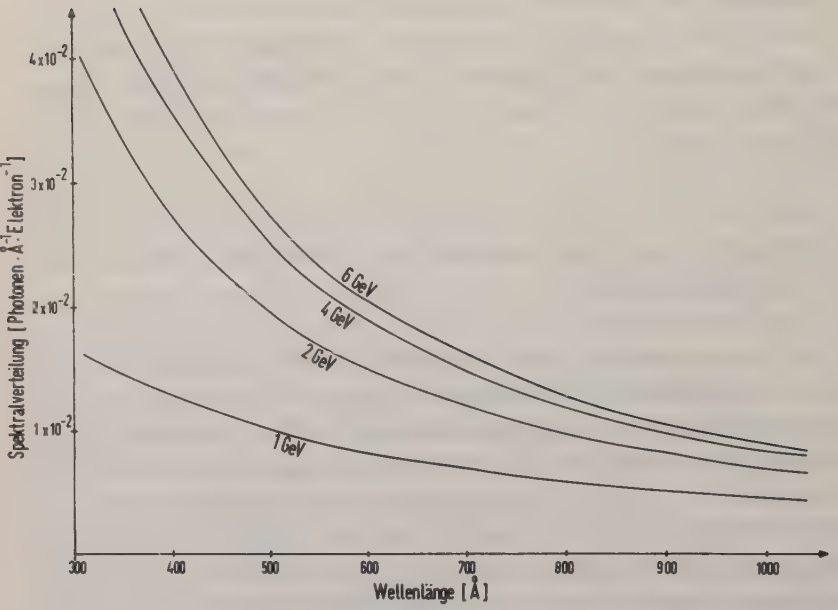

Fig. 3 Spektralverteilung N (λ) der auf das Gitter fallenden Synchrotronstrahlung, berechnet für ein Elektron.

von einem Elektron während der Beschleunigungsdauer auf unser Gitter gestrahlt werden. Für ein Gitter mit dem Mittelpunkt in der Synchrotronebene, das einen tangentialen Abstand von 40 m zur Sollbahn hat und auf einer Fläche 30 x 30 mm ausgeleuchtet ist, ergibt sich

$$N(\lambda) = 0{,}63 \cdot g \cdot \int_0^T \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} P(\lambda, \psi, E(t))\, d\psi\, dt \qquad (2.3)$$

Die Energie E(t) der Elektronen ändert sich bei DESY gemäß: $E(t) = (E_{max} - E_{min}) \sin^2(\pi t/2T) + E_{min}$. Der Integrationsbereich $-\psi_0 \leq \psi \leq \psi_0$ mit $\psi_0 = 0{,}375$ mrad ist der von der ausgeleuchteten Fläche erfaßte Winkelbereich gegen die Synchrotronebene. Der dimensionslose Geometriefaktor $g = 1{,}19 \times 10^{-4}$ gibt an, daß das Gitter in azimutaler Richtung, d.h. in der Synchrotronebene, nur den g-ten Teil des Gesamtumfangs $2\pi R$ der Bahn erfaßt. Der Faktor 0,63 berücksichtigt, daß das Elektron während der Beschleunigungszeit von 10 msec nur 6,3 msec im Magnetfeld läuft und strahlt. Während der restlichen 3,7 msec befindet es sich in den geraden Abschnitten der Umlaufbahn.

Die Spektralverteilung $N(\lambda)$ zwischen 300 und 1000 Å ist in Fig. 3 für verschiedene Endenergien dargestellt. Die Gesamtzahl der Photonen $I(\lambda)$, die in 1 sec pro Wellenlängenintervall auf das Gitter fallen (vgl. 2.1), ist bei $\nu = 50$ Pulsen pro sec und M Elektronen pro Puls:

$$I(\lambda) = N(\lambda) \cdot \nu \cdot M \qquad (2.4)$$

Bei DESY entspricht einem Strahlstrom im Synchrotron von 1 mA (gemittelt über die Beschleunigungsdauer) $6{,}58 \times 10^9$ Elektronen pro Puls. Damit erhält man als maximale Intensität bei 10 mA Maschinenstrom und 6 GeV für 700 Å in der oben beschriebenen Geometrie: $I(700\ \text{Å}) = 6 \times 10^{10}$ Photonen $\text{sec}^{-1}\text{Å}^{-1}$.

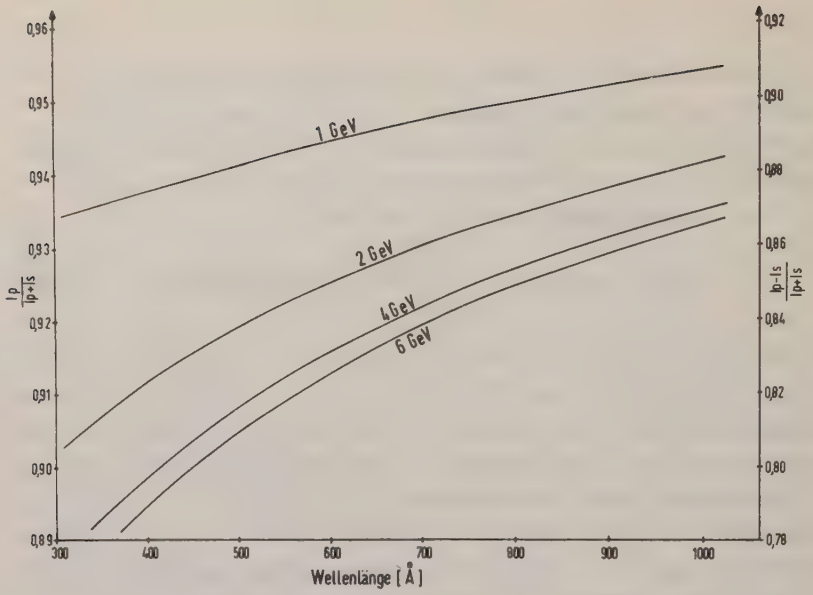

Fig. 4 Polarisationsgrad $(I_p-I_s)/(I_p+I_s)$ und Anteil der parallel zur Synchrotronebene polarisierten Komponente I_p an der Gesamtintensität (I_p+I_s).

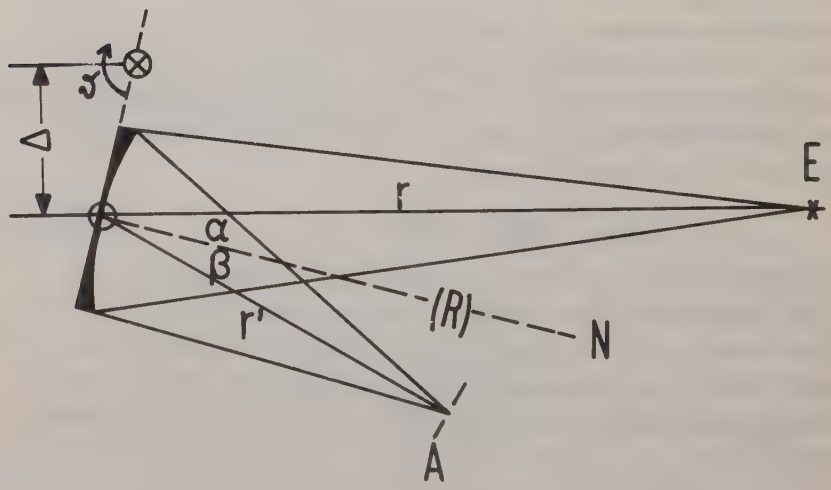

Fig. 5 Skizze zur Montierung und Fokussierung des Monochromators.

Die Ableitung von (2.2) ergibt, daß der erste Summand in der geschweiften Klammer den Anteil I_p der Strahlung darstellt, dessen elektrischer Feldvektor parallel zur Synchrotronebene schwingt. Der zweite Summand gibt die senkrecht zur Synchrotronebene schwingende Komponente I_s an. In Fig. 4 ist der nach (2.2) und (2.3) berechnete Polarisationsgrad $(I_p-I_s)/(I_p+I_s)$ der einfallenden Strahlung dargestellt. Er ist im Mittel größer als 0,80, d.h. mehr als 90% der einfallenden Strahlung ist in der Synchrotronebene polarisiert. Direkte Messungen der Polarisation der Strahlung am Austrittsspalt liegen noch nicht vor. Wegen des nahezu senkrechten Einfalls der Synchrotronstrahlung auf das Gitter kann man erwarten, daß die Polarisation der Strahlung am Austrittsspalt erhalten bleibt. Für Wellenlängen unterhalb von 1500 Å wird der Einfallswinkel nie größer als 10°. Alle im folgenden beschriebenen Experimente beweisen die starke Polarisation der VUV-Strahlung des Monochromators.

2.4 Spezielle Eigenschaften des Monochromators

2.41 Dispersion und Fokussierung

Dispersion und Fokussierung unseres Monochromators in modifizierter Wadsworth-Montierung werden durch die Gittergleichung

$$d(\sin\alpha - \sin\beta) = m\cdot\lambda \qquad (2.5)$$

und die Abbildungsgleichung

$$\frac{\cos^2\alpha}{r} + \frac{\cos^2\beta}{r'} - \frac{\cos\alpha+\cos\beta}{R} = 0 \qquad (2.6)$$

beschrieben (Fig. 5). Hier ist d die Gitterkonstante, R der Gitterradius und m die Ordnung. Der Einfallswinkel α wird positiv gezählt; der Beugungswinkel β ist positiv, wenn α und β auf verschiedenen Seiten der Normalen liegen, sonst negativ.

Der Winkel zwischen Ein- und Austrittsarm ist fest:

$$\alpha + \beta = \text{const.} = 10^\circ \qquad (2.7)$$

Da der Abstand der Lichtquelle zum Gitter EO=r (ca. 40m) sehr viel größer als der Gitterradius R ist, wird die nullte Ordnung ($\alpha=\beta$) im Abstand $r' \cong R/2 = 1{,}1$ m vom Gittermittelpunkt fokussiert. Läge die Lichtquelle im Unendlichen (paralleles Licht), könnte man den 1. Summanden in (2.6) ganz streichen, man hätte eine ideale Wadsworthmontierung.

Ist die Drehachse des Gitters gegenüber Lichtquelle bzw. Eintrittsspalt E und Gitterkörper festgelegt, sind Dispersion und Fokussierungsabstand r' bei gegebener Ordnung m=1 nach (2.5), (2.6) und (2.7) als Funktion des Drehwinkels bestimmbar.-Zwischen 0 Å und 1000 Å beträgt die mittlere Winkeldispersion $d\lambda/d\vartheta$ 290 Å/Grad. Die Winkeldispersion bei einer bestimmten Wellenlänge weicht in diesem Bereich an keiner Stelle um mehr als −1 Å/Grad von der mittleren Dispersion ab. Zwischen 0 Å und 2000 Å beträgt die mittlere Dispersion 289 Å/Grad. Die Abweichung von der mittleren Dispersion ist an keiner Stelle größer als ±1 Å/Grad.- Der Drehwinkel ϑ und damit die Wellenlängen werden mit einer linearen Durchführung (Wellenlängenfeintrieb in Fig. 1a und 1b) eingestellt. Dabei wird eine Präzisionsspindel benutzt, die einen Gesamthub von 35 mm bei einer Steigung von 0,5 mm ermöglicht. Einer Umdrehung der Spindel entspricht ein Drehwinkel $\Delta\vartheta = 0{,}286^\circ$ und damit eine Wellenlängenänderung $\Delta\lambda = 83{,}0$ Å zwischen 0 und 1000 Å.- Aus der angegebenen Winkeldispersion von 290 Å/Grad erhält man in der Entfernung des Spaltes eine Lineardispersion $d\lambda/dx$ = 7,3 Å/mm.

Beim Durchfahren des Spektrums ändert sich die Lage des Bildpunktes gemäß der Fokalkurve nach (2.6). In Fig. 6 ist die

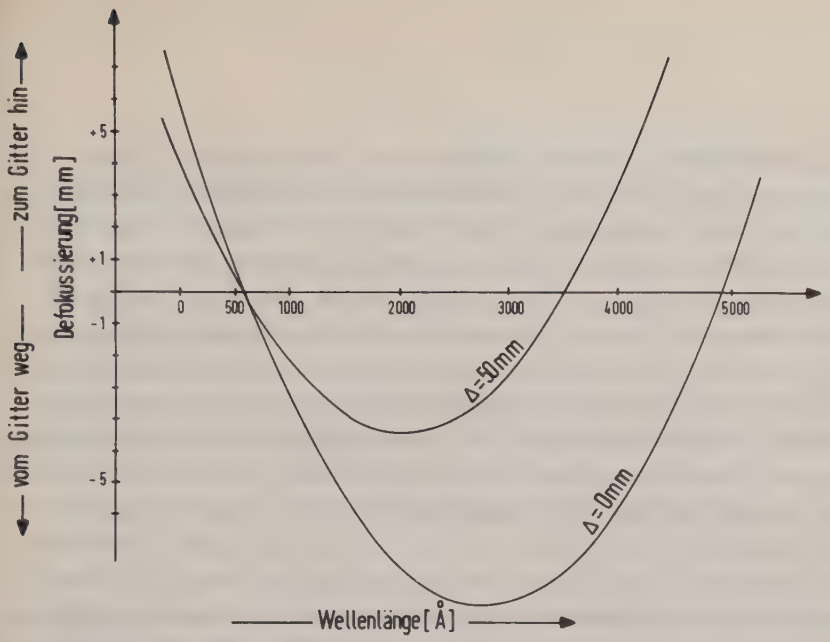

Fig. 6 Defokussierung bei zentrischer und exzentrischer Drehachse.

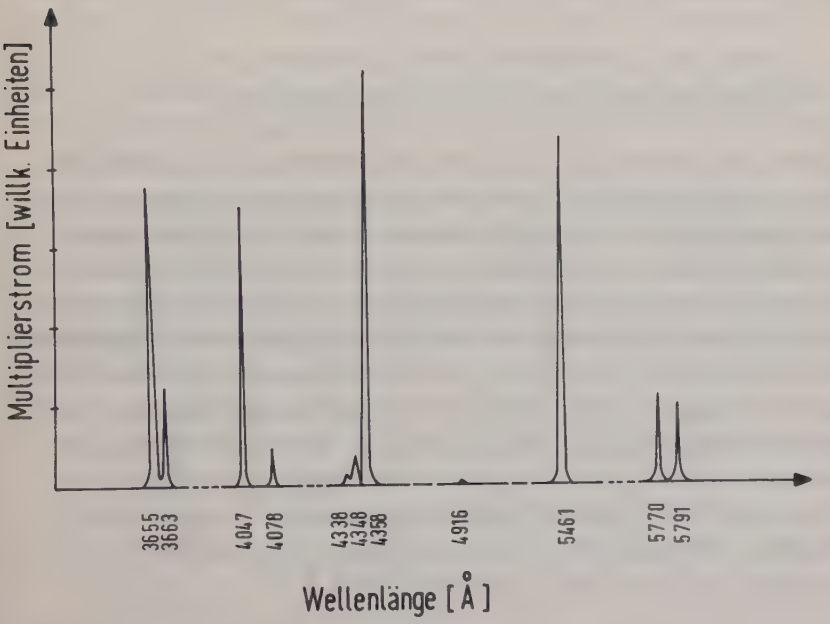

Fig. 7 Quecksilber-Spektrum im Sichtbaren.

Defokussierung, Abstand des Fokus vom festen Spalt, als Funktion der Wellenlänge für die beiden Parameter $\Delta = 0$ mm und $\Delta = 50$ mm dargestellt. Der Spalt ist so einjustiert, daß bei 580 Å das Bild genau auf den Spalt fokussiert ist (Defokussierung = 0). Bei exzentrischer Drehachse mit $\Delta =$ 50 mm verändert sich die Defokussierung zwischen 0 und 1000 Å von +4 mm auf -2 mm, bei Drehung um den Gittermittelpunkt ($\Delta = 0$) von +6 mm auf -3,5 mm. Ähnlich wie bei einer Johnson-Onaka-Montierung [38,39] erreicht man mit exzentrischer Drehachse eine verbesserte Fokussierung.- Die exzentrische Montierung hat einen weiteren Vorteil: Mit einer vollen 90°-Drehung um die gleiche Drehachse kann man das Gitter ganz aus dem Synchrotronstrahl herausfahren. Damit ist der Strahl für Experimente freigegeben, die hinter dem Monochromator am gleichen Strahlrohr aufgebaut sind. Die 90°-Drehung erfolgt unter Vakuum mit der 'Durchführung mit Grobtrieb'(Fig. 1a und 1b). Der Wellenlängenfeintrieb wird dabei automatisch entkoppelt.

2.42 Wellenlängeneichung und Auflösungsvermögen

Vorversuche mit dem Linienspektrum einer Quecksilberdampflampe (Fig.7) zeigten, daß die im Sichtbaren gemessene und berechnete Dispersion $d\lambda/d\vartheta$ mindestens auf ± 3 Å/Grad genau übereinstimmten. Da das Kontinuum der Synchrotronstrahlung keine Möglichkeit für eine Eichung bot, wurde für das VUV zunächst die Gültigkeit der berechneten Dispersion angenommen: Einer Umdrehung der Spindel des Wellenlängenfeintriebes entspricht zwischen 0 und 1000 Å im Mittel einer Änderung der Wellenlänge um 83,0 Å (vgl. 2.41). Da die Dispersion nicht konstant bleibt, ist bei dieser Festlegung im Bereich von 0 bis 1000 Å mit einem Fehler kleiner als 1 Å zu rechnen; zwischen 1000 und 1500 Å ist der Fehler kleiner als 2 Å, zwischen 1500 und 2000 Å kleiner als 6 Å.

Die erste grobe direkte Prüfung der über die berechnete Dispersion festgelegten Wellenlängen-Skala war die Bestimmung der Lage von Festkörperkanten in Absorption. Wir fanden die LiF-Kante bei 1050 Å (Fig.2), die $N_{4,5}$-Kante von Indium bei 750 Å und eine Wismut-Kante bei 520 Å in guter Übereinstimmung mit älteren Messungen[44].- Die Lage der Kante von gasförmigen Argon bei 787 Å konnte auf ±1 Å genau in Übereinstimmung mit der eingestellten Wellenlängenskala gefunden werden. Die Reproduzierbarkeit der Wellenlängeneinstellung ist mindestens auf ±1 Å gewährleistet. Unter anderem ist sie durch die An- und Entkoppelung von Gitter und Feintrieb begrenzt.

Das theoretische Auflösungsvermögen unseres Gitters ergibt sich bei voller Ausleuchtung zu $\lambda/d\lambda = 6{,}2 \times 10^4$; das entspricht einem $\Delta\lambda = 10^{-2}$ Å bei 800 Å. Das von unserem Monochromator erreichbare Auflösungsvermögen wird beschränkt durch: 1) Endliche Ausdehnung der Lichtquelle infolge von Betatronschwingungen, 2) Defokussierung und 3) die endliche Breite des Austrittsspaltes. Die Grenze des Auflösungsvermögens im VUV wurde bisher experimentell nicht bestimmt. Die Auflösung der Quecksilber-Linien im Sichtbaren wird in Fig. 7 gezeigt. Hier und in unseren Experimenten im VUV haben wir mit einer Spaltbreite 0,5 mm gearbeitet. Wir erwarten in dieser Anordnung bei einer Lineardispersion von 7,3 Å/mm eine Auflösung von ca. 3,5 Å, d.h. ein Auflösungsvermögen $\lambda/d\lambda = 2 \times 10^2$ bei 800 Å. Für die in 3. und 4. beschriebenen Experimente ist die Auflösung vollkommen ausreichend.

2.43 Höhere Ordnungen - Streulicht - Strahlungsschäden am Gitter

Für genaue Messungen mit dem Kontinuum der Synchrotronstrahlung muß man versuchen, höhere Ordnungen und Streulicht durch Filter und selektive Detektoren zu eliminieren. Da unser Goldgitter bei senkrechtem Einfall erst oberhalb von ca. 400 Å zu reflektieren beginnt (vgl. Fig. 2), können wir annehmen, daß wir zwischen 400 und 800 Å nur Strahlung erster Ordnung erhalten. Ein Vergleich der Intensitäten in erster und zweiter Ordnung gelang mit einem Wismut-Filter, das Strahlung zwischen 520 und 900 Å durchläßt, und mit einem Indium-Filter, das ein Fenster zwischen 750 und 1100 Å hat. Für 550 Å fanden wir in der zweiten Ordnung (bei nominell 1100 Å) 11% der Strahlung erster Ordnung, für 780 Å (bei nominell 1560 Å) 12% der Strahlung erster Ordnung.- Die zweite Ordnung von 800 Å deutet sich bei 1600 Å auch im Primärspektrum (Fig. 2) an.

Streulicht durch Reflexionen der Synchrotronstrahlung an der Wand des Strahlrohres wurde durch vier V2A-Blenden mit 30 mm freiem Durchmesser in einem Abstand von je 10 m im Strahlrohr zwischen Sollbahn und Gitter vermieden. Weitere Blenden waren im Austrittsarm angebracht. Das unterhalb von 300 Å verbleibende Streulicht erkennt man, wie schon erwähnt, in den Spektren mit Bendix und Na-Salicylat (Fig. 2). Das Streulicht im Bendix-Spektrum ist wesentlich geringer als im Na-Salicylat-Spektrum, weil der offene Multiplier unempfindlich gegen Streulicht aus dem Sichtbaren und nahen UV ist. Für Arbeiten zwischen 400 und 1000 Å verwendet man deshalb vorteilhaft den Bendix-Multiplier als selektiven Empfänger.

Entscheidend für die Güte der Spektren - wenig höhere Ordnungen und wenig Streulicht - ist die Qualität des Gitters. Ein von uns untersuchtes platinbedampftes Gitter, das die gleichen Daten wie das Goldgitter hatte, erwies sich als unbrauchbar, weil Streulicht und zweite Ordnung zu stark waren.

Nach längerer Benutzung des Goldgitters stellten wir tiefbraune Konturen auf der Oberfläche und im Glaskörper des Gitters fest. Man erkennt deutlich die Umrisse der Streulichtblenden des Strahlrohres. Die intensive Färbung stammt von der Röntgenkomponente der Synchrotronstrahlung. Im ersten halben Jahr wurde eine leichte Änderung des Primärspektrums festgestellt: Das Maximum verschob sich von 650 Å auf 720 Å. Ein merklicher Abfall der Intensität ließ sich nicht nachweisen.

2.5 Vakuum und Elektronik

Die Gitterkammer (aus rostfreiem Stahl) und das Reflektometer (aus Aluminium) lassen sich durch ein Torventil voneinander trennen (vgl. Fig. 1a und 1b). Jede Einheit wird mit je einer Vorpumpe und Turbomolekularpumpe (140 l/sec) innerhalb von einer Stunde auf einen Druck im 10^{-6} Torr-Bereich ausgepumpt. Die Gitterkammer hat zusätzlich eine Ionen-Getterpumpe mit einer Saugleistung von 250 l/sec. Im normalen Betrieb wird nur das Reflektometer zum Probenwechsel belüftet. Die Gitterkammer steht als Teil des Strahlrohres stets unter Hochvakuum (10^{-7} Torr-Bereich).

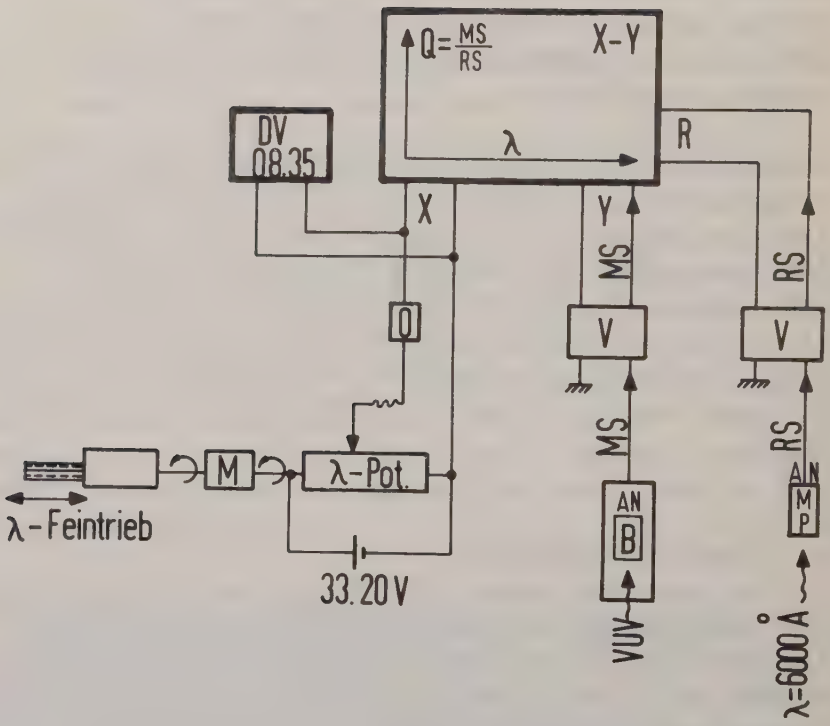

Fig. 8 Elektronischer Teil der Meßanordnung.
(Bezeichnungen im Text)

Aus Sicherheitsgründen müssen alle Messungen hinter Betonschutzmauern stattfinden. Bewegungen während einer Messung werden durch Motoren ausgeführt.- Die Meßanordnung ist in Fig. 8 dargestellt. Ein X-Y-Schreiber (X-Y) gestattet die fortlaufende Messung einer Größe Q als Funktion der Wellenlänge λ. Der Schreiber wird über die drei Kanäle X, Y und R gesteuert. Auf den X-Eingang wird eine Spannung gegeben, die der Wellenlänge proportional ist, z.B. 8.35 V für 835 Å. Die momentane Wellenlänge wird auf einem Digitalvoltmeter abgelesen. Ein Motor M treibt gleichzeitig den Wellenlängenfeintrieb (Fig. 1a und 1b) und ein 40-gängiges Wendelpotentiometer (λ-Pot) an. Am Widerstand des Potentiometers liegen 33.20 V, entsprechend der Dispersion des Monochromators. (Eine Umdrehung der Spindel verändert die Wellenlänge um 83,0 Å, vgl. hierzu die Ausführungen über Wellenlängeneichung 2.42.) Hat man die nullte Ordnung eingestellt und das Digitalvoltmeter mit Hilfe des Nullabgleichs 0 auf 0.00 V gebracht, ist die Wellenlängenanzeige betriebsbereit.- Auf den Y-Eingang wird als Meßsignal MS der verstärkte Bendix-Anodenstrom gegeben, auf den Referenzeingang R der verstärkte Anodenstrom eines im Sichtbaren empfindlichen Photomultipliers[45]. Das Referenzsignal RS ist proportional zum Elektronenstrom des Synchrotrons. Es wird statt des schreiberinternen Referenzsignals als Vergleichsspannung für die Y-Kompensationsbrücke benutzt. Auf der Y-Koordinate des Schreibers erscheint dann ein auf den Maschinenstrom normiertes Meßsignal Q. Wählt man Zeitkonstanten zwischen 0,5 und 2 sec, erhält man ein auf 1 - 2% stabiles Meßsignal Q, auch wenn der Strom im Synchrotron schwankt.

3. Plasmaresonanz dünner Aluminiumschichten in Durchlässigkeit und Reflexion

3.1 Theoretisches

In Umkehrung des Phänomens der Plasmastrahlung ist optische Anregung von Plasmaschwingungen mit p-polarisiertem Licht bei schrägem Einfall möglich. Die Maxwell'sche Theorie gibt für die komplexe Durchlässigkeit $\tilde{t}_p$ und die komplexe Reflektivität $\tilde{r}_p$ einer Schicht der Dicke d mit der DK $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ bei p-polarisiertem Licht[13]:

$$\tilde{t}_p = \frac{4\tilde{a}\tilde{b}\, e^{-\tilde{\gamma}d}}{(\tilde{a}+\tilde{b})^2 - (\tilde{a}-\tilde{b})^2 e^{-2\tilde{\gamma}d}} \qquad (3.1)$$

$$\tilde{r}_p = \frac{(\tilde{a}^2-\tilde{b}^2)(1-e^{-2\tilde{\gamma}d})}{(\tilde{a}+\tilde{b})^2 - (\tilde{a}-\tilde{b})^2 e^{-2\tilde{\gamma}d}} \qquad (3.2)$$

Dabei ist $\tilde{a}=\tilde{\varepsilon}\cos\varphi$, $\tilde{b}=(\tilde{\varepsilon}-\sin^2\varphi)^{1/2}$; $\tilde{\gamma}=i\frac{\omega}{c}\tilde{b}=i\frac{\omega}{c}(\tilde{\varepsilon}-\sin^2\varphi)^{1/2}$ und φ der Einfallswinkel.

In der Umgebung der Plasmafrequenz erhält man für nicht zu kleine Einfallswinkel φ , solange

$$|\tilde{\varepsilon}| \ll \sin^2\varphi \qquad (3.3)$$

als Näherungsausdruck für Durchlässigkeit und Reflektivität:

$$\tilde{t}_p^N = \frac{(2i\tilde{\varepsilon})/(\cosh(\beta\sin\varphi))}{2i\tilde{\varepsilon} + \operatorname{tg}\varphi \cdot \operatorname{tgh}(\beta\sin\varphi)} \qquad (3.4)$$

$$\tilde{r}_p^N = \frac{-\operatorname{tg}\varphi \cdot \operatorname{tgh}(\beta\sin\varphi)}{2i\tilde{\varepsilon} + \operatorname{tg}\varphi \cdot \operatorname{tgh}(\beta\sin\varphi)} \qquad (3.5)$$

wobei $\beta = 2\pi d/\lambda$.

Für sehr dünne Schichten mit

$$\frac{2\pi d}{\lambda}\sin\varphi \equiv \beta\sin\varphi \ll 1 \qquad (3.6)$$

ergibt sich weiter, indem man die Hyperbelfunktionen tgh und cosh bis zum linearen Glied in $\beta\sin\varphi$ entwickelt:

$$\tilde{t}_p^N = \frac{2i\tilde{\varepsilon}}{2i\tilde{\varepsilon} + \beta\sin\varphi\,\mathrm{tg}\varphi} \qquad (3.7)$$

$$\tilde{r}_p^N = \frac{-\beta\sin\varphi\,\mathrm{tg}\varphi}{2i\tilde{\varepsilon} + \beta\sin\varphi\,\mathrm{tg}\varphi} \qquad (3.8)$$

Eine Resonanz tritt dort auf, wo $\tilde{\varepsilon}(\omega)=0$, also nach (1.1) bei der Plasmafrequenz.

Für ein freies Elektronengas mit kleiner Dämpfung, z.B. für Al und K, läßt sich die DK in der Nähe der Plasmafrequenz in der Form

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - i\varepsilon_2 \approx \frac{2}{\omega_p}(\omega-\omega_p) - i\varepsilon_2 \qquad \varepsilon_2 \approx \text{const.} \qquad (3.9)$$

darstellen. Damit erhält man aus (3.7) und (3.8) für die Durchlässigkeit $T_p^N = |\tilde{t}_p^N|^2$ und die Reflektivität $R_p^N = |\tilde{r}_p^N|^2$

$$T_p^N = \frac{4(\omega-\omega_p)^2 + \gamma_d^2}{4(\omega-\omega_p)^2 + (\gamma_d+\gamma_r)^2} \qquad (3.10)$$

$$R_p^N = \frac{\gamma_r^2}{4(\omega-\omega_p)^2 + (\gamma_d+\gamma_r)^2} \qquad (3.11)$$

mit $\gamma_d = \omega_p\varepsilon_2$ und $\gamma_r = \frac{\omega_p^2 d}{2c}\sin\varphi\,\mathrm{tg}\varphi$.

Der Resonanznenner in (3.10) und (3.11) ist derselbe wie in der Formel, die Ferrell[9] für die Intensität der Plasmastrahlung abgeleitet hat. Der winkel- und schichtdickenabhängige Ausdruck γ_r gibt die Dämpfung der Plasmaschwingung durch Strahlung wieder, γ_d erfaßt die Dämpfung durch

nichtstrahlenden Zerfall. Für die Absorption in der dünnen Schicht ergibt sich:

$$A_p = 1 - (T_p^N + R_p^N) = \frac{2\gamma_r\gamma_d}{4(\omega-\omega_p)^2+(\gamma_d+\gamma_r)^2} \qquad (3.12)$$

Das Maximum bei der Plasmafrequenz in (3.12) stellt die optische Plasmaresonanzabsorption dar. Gleichzeitig tritt ein Resonanzminimum in der Durchlässigkeit und ein Resonanzmaximum in der Reflektivität auf, wie (3.10) und (3.11) bzw. schon (3.7) und (3.8) ergeben. Die Resonanz bei der Plasmafrequenz ergibt sich nur bei p-polarisiertem Licht, wenn die Bedingungen (3.3) und (3.6) erfüllt sind, d.h. bei nicht zu kleinen Einfallswinkeln, bei nicht zu großer Dämpfung γ_d und Schichtdicken, die klein sind gegenüber der Plasmawellenlänge. Für s-polarisiertes Licht bekommt man mit den gleichen Näherungen (3.3) und (3.6) keine Resonanz bei der Plasmafrequenz, sondern glatte Kurven für Durchlässigkeit und Reflektivität.

Für Durchlässigkeitsmessungen haben wir freitragende Al-Schichten bis herab zu 250 Å Dicke verwendet. Da ihre Präparation an Luft erfolgte, ist mit einer beidseitigen Oxydschicht von ca. 30 - 40 Å Dicke zu rechnen.[27] Mit massiven Trägern läßt sich unterhalb von 1050 Å, der Durchlässigkeitsgrenze von LiF, nicht mehr arbeiten, weil das Licht in ihnen vollständig absorbiert wird. Allenfalls können dünne Schichten, z.B. aus Zapon, als Träger für die Al-Schichten benutzt werden; dann ist es aber schwierig, den Einfluß der Trägerschicht auf die Durchlässigkeit zu eliminieren.- Reflexionsmessungen haben wir an freitragend präparierten Schichten und an Schichten durchgeführt, die auf massive Träger aus Glas aufgedampft waren. Auch hier war wieder mit einer Al_2O_3-Schicht zu rechnen. Um ohne Oxyd und sonstige Deckschichten zu arbeiten, muß man die Probe im Ultrahochvakuum (UHV) aufdampfen und im gleichen Vakuum messen. Das ist mit besonderen Schwierigkeiten verbunden und war bisher nicht möglich.

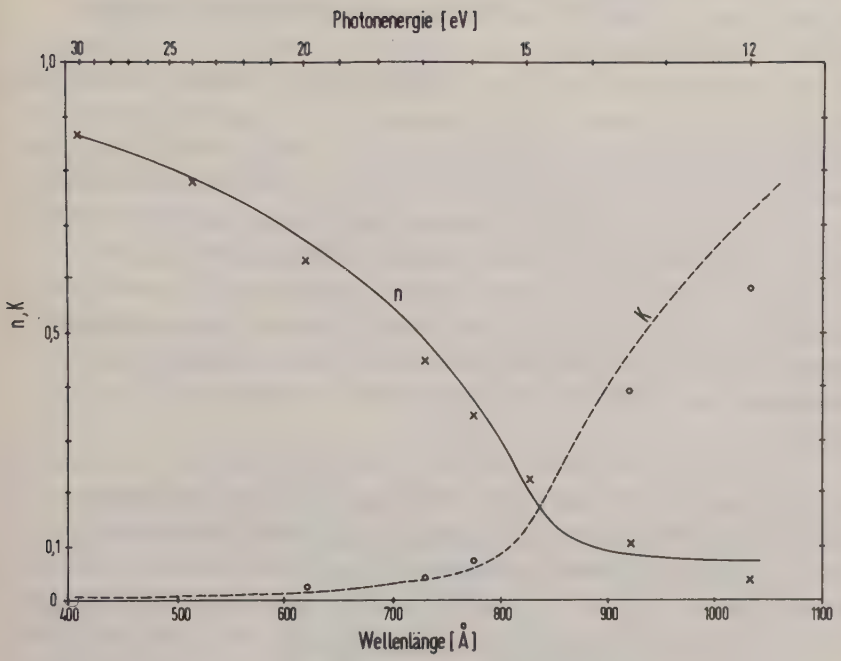

Fig. 9 Optische Konstanten von Al nach dem Drude-Modell. Zum Vergleich Meßwerte von Ditchburn und Freeman[47]: n ××× , k ooo .

Der Einfluß von Deckschichten und absorbierenden Unterlagen auf die Lage, Struktur und Schärfe der Plasmaresonanz in dünnen Al-Schichten läßt sich berechnen, wenn die vorliegende Schichtkombination, d.h. Schichtdicken und optische Konstanten der beteiligten Materialien, bekannt ist. Durchlässigkeit und Reflektivität können dann nicht mehr so einfach wie in (3.10) und (3.11) explizit dargestellt werden. Die Elektrodynamik liefert jedoch Formeln zur exakten Berechnung von Durchlässigkeit und Reflektivität einer bekannten Schichtkombination. Alle im folgenden berechneten Kurven sind streng ohne die Näherungen (3.3) und (3.6) auf einer elektronischen Rechenmaschine mit einem Programm gerechnet, das sich eng an die Behandlung des Mehrfachschichtenproblems von Wolter[46] anschließt.

Für Al haben wir in unseren Rechnungen optische Konstanten $n(\omega)$ und $k(\omega)$ benutzt, die aus dem Drude-Modell für ein freies Elektronengas mit Dämpfung folgen[24,26]:

$$\varepsilon_1(\omega) = n^2(\omega) - k^2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2+\omega^2}$$

$$\varepsilon_2(\omega) = 2n(\omega)k(\omega) = \frac{\gamma}{\omega}\,\frac{\omega_p^2}{\gamma^2+\omega^2} \qquad (3.13)$$

Die beiden Parameter sind die Plasmafrequenz $\omega_p = (2\pi c)/\lambda_p$ und die Dämpfungskonstante γ. Mit $\lambda_p = 835$ Å und $\gamma = 1{,}35 \times 10^{15}\ \mathrm{sec}^{-1}$ erhält man die in Fig. 9 dargestellten Werte für den Brechungsindex n und die Absorptionskonstante k. Zum Vergleich sind die gemessenen n- und k-Werte von Ditchburn und Freeman[47] eingezeichnet. Für Al_2O_3 haben wir optische Konstanten von Freeman[48] verwendet, für die Objektträger aus Glas n=1,17 und k=0,61 als Mittelwert im Bereich von 600 bis 1000 Å [49].

3.2 Messung der Durchlässigkeit und Reflektivität von Al-Schichten mit Dicken kleiner als 500 Å.

3.21 Präparation der Al-Schichten

Alle Al-Schichten sind im Hochvakuum bei einem Ausgangsdruck von 10^{-6} Torr von Wolframdrähten oder Schiffchen aufgedampft worden. Während des Aufdampfens stieg der Druck auf 1×10^{-5} Torr. Die Aufdampfrate betrug ca. 30 Å/sec. Die Schichtdicke wurde während der Aufdampfung mit einer Schwingquarz-Messeinrichtung verfolgt. Dickere Schichten haben wir zusätzlich mit einem Tolansky-Interferometer vermessen. Der maximale Fehler bei der Schichtdickenmessung betrug ± 40 Å.

Zur Herstellung freitragender Al-Schichten haben wir auf einen Objektträger aus Glas zuerst wasserlösliches Natriumhexametaphosphat $(NaPO_3)_6$ und darüber dann die gewünschte Al-Schicht gedampft. Die Al-Schichten wurden mit Wasser vorsichtig abgeschwemmt und auf Kupfernetze mit 35 und 70 µ Gitterkonstante aufgefangen. Wir konnten so lichtmikroskopisch lochfreie Schichten mit einem Durchmesser von 5 mm bei einer Schichtdicke bis herab zu 250 Å herstellen.

3.22 Reflektometer

Das Reflektometer[50] ermöglicht Messung von Durchlässigkeit und Reflektivität als Funktion des Einfallswinkels und der Polarisation (p,s) an einer Probe ohne zwischenzeitliche Belüftung. Alle Parameter können von außen eingestellt werden. Bei Durchlässigkeitsmessungen kann der Einfallswinkel von 0° an in Schritten von $7{,}5^\circ$ variiert werden, bei Reflexionsmessungen von 15° an ebenfalls in Schritten von $7{,}5^\circ$. Der obere Grenzwinkel wird durch das jeweilige Verhältnis

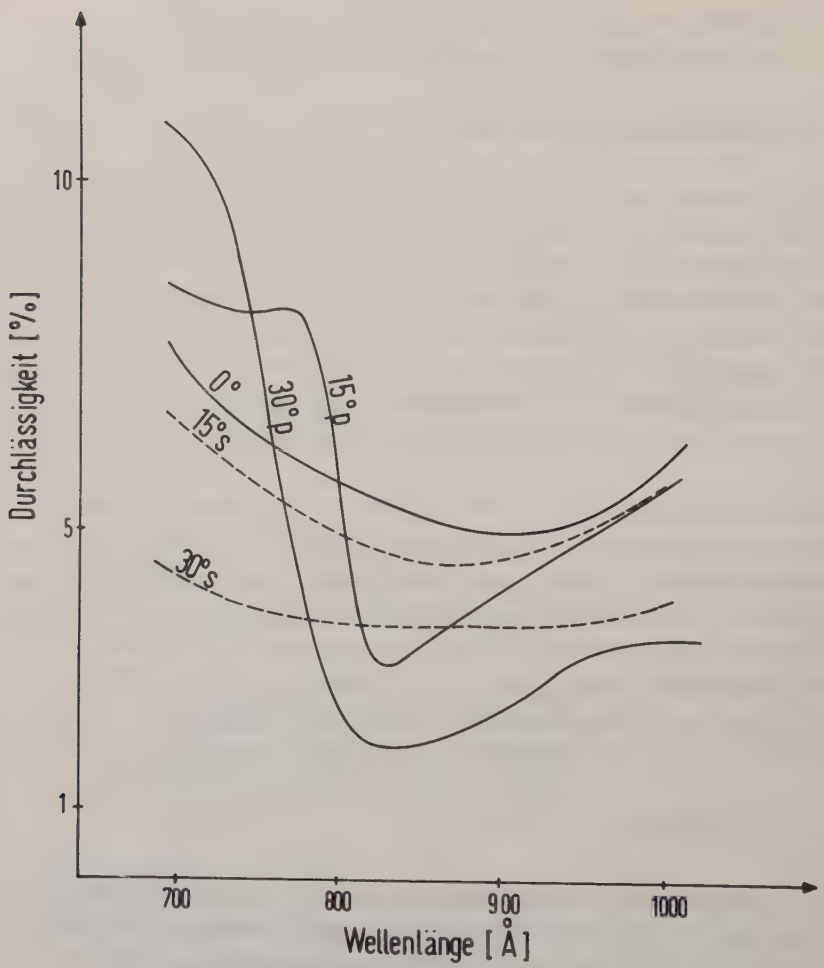

Fig. 10 Plasmaresonanzabsorption von Al:Gemessene Durchlässigkeit einer freitragenden 280 Å dicken Al-Schicht.

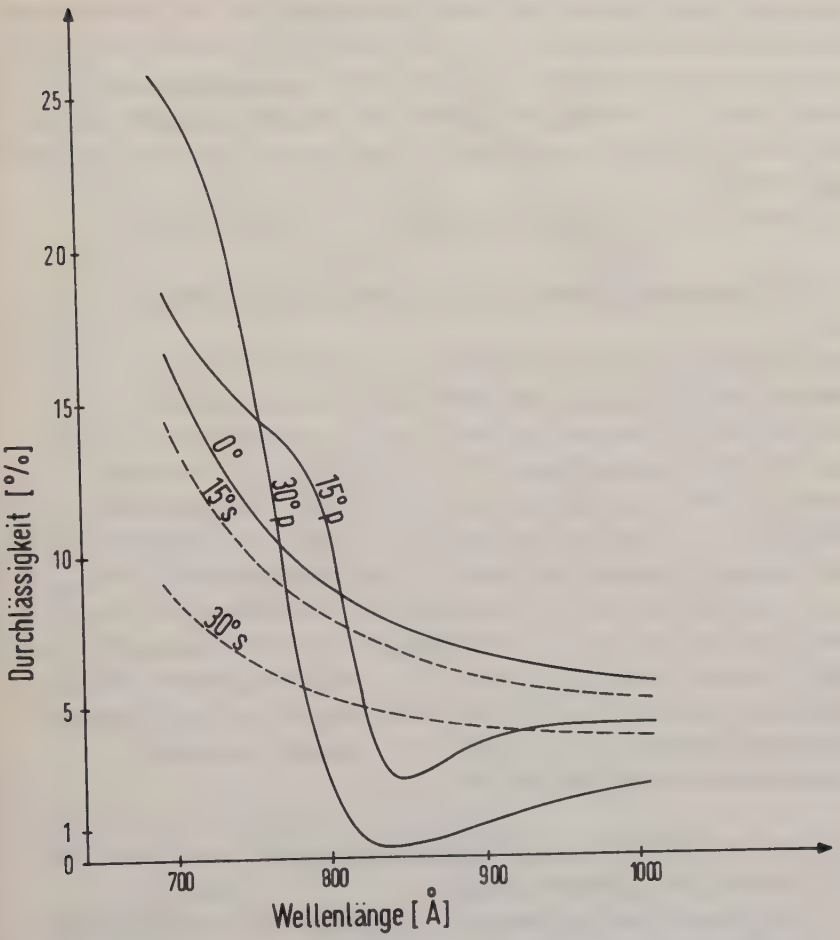

Fig. 11 Plasmaresonanzabsorption von Al: Berechnete Durchlässigkeit einer 250 Å dicken Al-Schicht mit 40 Å Al_2O_3 auf beiden Seiten.

von Probengröße zu Strahlquerschnitt bestimmt. Der auf die Probe fallende Strahl ist fast vollständig in der Synchrotronebene polarisiert (Fig. 4). Liegt die Einfallsebene der Probe in der Synchrotronebene, mißt man mit p-polarisiertem Licht. Durch eine 90°-Drehung von Probe und Detektor (Bendix M 306) um die Achse des einfallenden Strahles geht man zur s-Polarisation über.
Der Druck im Reflektometer liegt im 10^{-6} Torr-Bereich.

3.23 Plasmaresonanzabsorption in der Durchlässigkeit

Die gemessene Durchlässigkeit einer 280 Å dicken Al-Schicht ist in Fig. 10 dargestellt. Die Kurven für p-Polarisation zeigen das nach (3.10) erwartete Minimum bei der Plasmawellenlänge 835 Å. Es wird mit wachsendem Winkel tiefer und breiter; denn die Strahlungsdämpfung γ_r wächst mit dem Einfallswinkel.- Eine ähnliche Verbreiterung der Resonanz findet man auch bei der Plasmastrahlung von Al[8].- Die Kurven für s-Polarisation verlaufen glatt.- Zum Vergleich ist in Fig. 11 die berechnete Durchlässigkeit einer 250 Å dicken Al-Schicht mit 40 Å Al-Oxyd auf beiden Seiten angegeben (vgl. 3.1). Man findet gute qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung in allen charakteristischen Merkmalen:

1.) Das Minimum für p-Polarisation bei 835 Å ist tiefer und breiter bei größerem Winkel.
2.) Zu längeren Wellenlängen hin erfolgt für p-Polarisation der Anstieg wesentlich langsamer als zu kürzeren Wellenlängen.
3.) 15°p- und 30°p-Kurve schneiden sich bei 750 Å. Die Durchlässigkeit ist hier größer als die für 0°.
4.) Die Durchlässigkeit für s-Polarisation ist strukturlos. Mit größerem Winkel wird sie gleichmäßig kleiner.

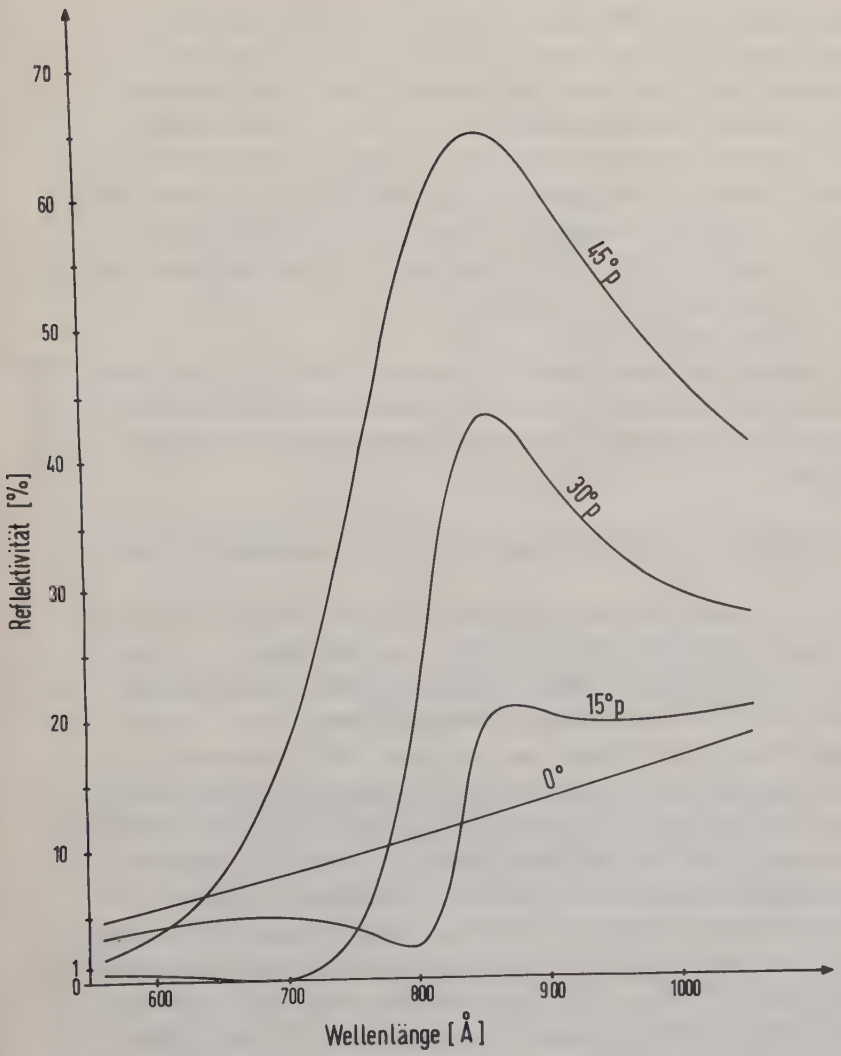

Fig. 12 Berechnete Reflektivität einer 100 Å dicken freitragenden Al-Schicht ohne Oxyd.

Dünnere lochfreie Al-Schichten konnten nicht mehr freitragend hergestellt werden. Bei einer 100 Å dicken Al-Schicht, die auf einer Trägerfolie aus Zapon aufgedampft war, konnten wir eine ähnliche Winkel- und Polarisationsabhängigkeit der Durchlässigkeit wie bei der 280 Å-Folie messen.- Mit wachsender Schichtdicke ist die Plasmaresonanzabsorption weniger ausgeprägt (3.4): Bei 500 Å Schichtdicke konnten wir sie noch nachweisen, bei 1000 Å war kein Minimum bei der Plasmawellenlänge mehr zu sehen. Alle Messungen zur Schichtdickenabhängigkeit stimmen gut mit den theoretischen Vorstellungen überein.
Unsere Ergebnisse bestätigen diejenigen, die Ejiri und Sasaki[28,29] mit einer Linien-Lichtquelle unter Ausnutzung der partiellen Polarisation des Gitters eines Seya-Namioka-Monochromators erhielten.

3.24 Struktur der Reflektivität bei der Plasmawellenlänge

Nach (3.11) erwartet man unter den gleichen Bedingungen, die zur Plasmaresonanzabsorption führen, ein Maximum[11] in der Reflektivität bei der Plasmawellenlänge, das dem Plasmon-Photon-Zerfall bei der Plasmastrahlung entspricht. In der strengen Form (3.2) erhält man für eine 100 Å dicke Al-Schicht die in Fig. 12 dargestellte Winkelabhängigkeit für p-polarisiertes Licht. Mit wachsendem Winkel wird die Resonanz ausgeprägter, und das Maximum verschiebt sich von größeren Wellenlängen kommend immer mehr zur Plasmawellenlänge 835 Å hin. Die Reflektivitäten für s-Polarisation sind nicht eingetragen. Sie zeigen keine Struktur und laufen parallel verschoben oberhalb der 0°-Kurve. Bei dickeren Schichten ist die Resonanz in der Reflexion weit weniger ausgeprägt als in der Durchlässigkeit: Der steile Anstieg der Reflektivität kurz vor der Plasmawellenlänge bleibt erhalten, aber der Abfall der Reflektivität oberhalb von 900 Å erfolgt mit wachsender Schichtdicke immer langsamer und verschwindet schließlich ganz.

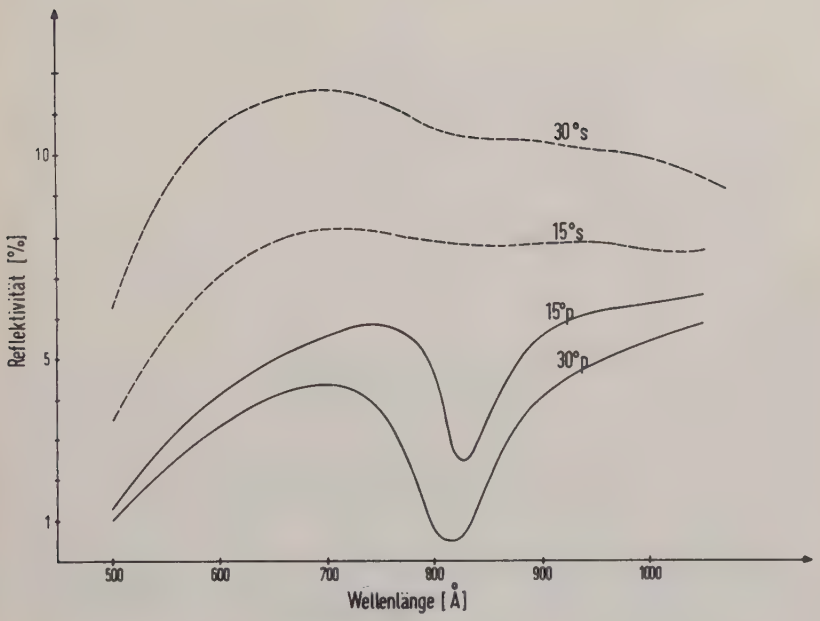

Fig. 13 Gemessene Reflektivität einer 100 Å dicken Al-Schicht auf Glas mit 40 Å Al_2O_3.

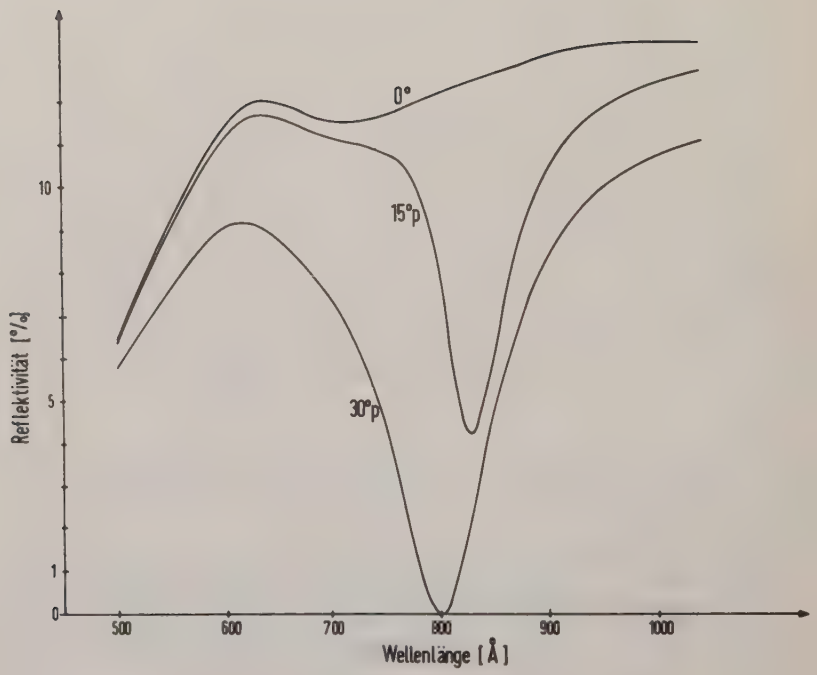

Fig. 14 Berechnete Reflektivität einer 100 Å dicken Al-Schicht auf Glas mit 40 Å Al_2O_3.

Die gemessene Reflektivität einer 100 Å dicken Al-Schicht auf einem Glasträger ist in Fig. 13 dargestellt, zum Vergleich in Fig. 14 die berechnete Reflektivität einer Kombination 40 Å Al_2O_3 - 100 Å Al - massives Glas. Die Oxydschicht setzt die Reflektivität stark herab und unterdrückt das Plasmaresonanzmaximum zwischen 800 und 900 Å (vgl. Fig. 12). Bei einer Berechnung der Reflektivität einer 100 Å dicken Al-Schicht auf Glas (mit n=1,17 und k=0,61) ohne Oxydschicht blieb das Resonanzmaximum erhalten, es war nur nicht mehr so gut ausgeprägt. Man kann hoffen, den Plasmon-Photon-Zerfall in der Reflektivität unter Ultrahochvakuum-Bedingungen nachweisen zu können.

Etwas unterhalb der Plasmawellenlänge findet man für p-polarisiertes Licht ein ausgeprägtes Minimum in der Reflektivität. Es verschiebt sich mit wachsendem Einfallswinkel zu kleineren Wellenlängen. Schon in der Reflektivität einer 100 Å dicken freitragenden Al-Schicht ohne Oxyd (Fig. 12) ist das Minimum angedeutet. Durch Glasträger und Oxydschicht wird es offensichtlich verstärkt und zu größeren Wellenlängen verschoben.- Das Minimum wird mit der Näherung (3.11) nicht mehr erfaßt. Hier liegt der Brewster-Fall bei der Reflexion von p-polarisiertem Licht an einem freien Elektronengas vor. Gemäß der Brewsterbedingung $n=tg\varphi$ muß die Reflektivität eines freien Elektronengases ohne Dämpfung, das den Brechungsindex $n=\sqrt{\varepsilon'}=\lambda_p^{-1}(\lambda_p^2-\lambda^2)^{1/2}$ hat, bei der Wellenlänge $\lambda(\text{Brewster})=\lambda_p(1-tg^2\varphi)^{1/2}$ verschwinden. Die Brewsterbedingung $n=tg\varphi$ ist identisch mit der Bedingung $\tilde{a}=\tilde{b}$, die den Zähler der komplexen Reflektivität in (3.2) zu Null macht. Bei endlicher Dämpfung ($\varepsilon_2\neq 0$) verschwindet die Reflektivität nicht mehr ganz.- Das Auftreten des Brewsterfalls ist natürlich nicht an eine 100 Å dicke Schicht gebunden. Ein Reflexionsminimum für p-polarisiertes Licht beobachteten wir auch an dickeren Schichten.

3.25 Meßgenauigkeit

Die in 3.23 und 3.24 beschriebenen Messungen haben wir nicht mit dem Ziel durchgeführt, sehr genaue Werte von Durchlässigkeit und Reflektivität zu erhalten. Zunächst sollte die relative Änderung des Verlaufs dieser Größen bei Variation der Parameter Einfallswinkel, Polarisation und Schichtdicke gesichert sein. Dies genügt zum Verständnis der Plasmaeffekte.

Die Genauigkeit einer einzelnen Messung war durch die Stabilität des Elektronenstroms im Synchrotron und durch die Stabilität der Elektronik begrenzt. Bei mehrfacher Wiederholung einer Messung bei gleicher Einstellung erhielten wir eine Reproduzierbarkeit der Schreiberkurven innerhalb von 1 - 2%.- Die Genauigkeit der angegebenen Werte von Durchlässigkeit und Reflektivität ist schwer abzuschätzen. Die Fehler dürften im Normalfall zwischen 10 und 20% liegen.- Die Bestimmung von Reflektivität und Durchlässigkeit erfordert zwei Intensitätsmessungen, eine mit und eine ohne Probe. Auch unter optimaler Justierung des Strahles auf Probe und Detektor können sich bei Reflexionsmessungen systematische Fehler durch Spiegelung an der Probe ergeben, wenn z.B. die Detektor-Kathode nicht gleichmäßig empfindlich ist. Besondere Untersuchungen haben gezeigt, daß wir mit solchen Fehlern bei der Benutzung eines Bendix-Multipliers mit Wolframkathode rechnen müssen.

Unsere Messungen sind nicht mit vollständig polarisiertem Licht gemacht. Der Polarisationsgrad betrug in unserem Spektralbereich durchschnittlich 0,85; d.h. 92,5% der einfallenden Intensität war in der Synchrotronebene polarisiert (Fig. 4). Bei einer genauen Auswertung der Meßkurven wäre eine wellenlängenabhängige Polarisationskorrektur anzubringen. Dazu müßte die Polarisation der Strahlung am Austrittsspalt direkt gemessen werden.

Die Übereinstimmung zwischen Experiment und theoretischen Berechnungen zur Plasmaresonanz an dünnen Al-Schichten ist voll befriedigend, wenn man die Unsicherheit unserer Kenntnis der optischen Konstanten und der Schichtdicken berücksichtigt.

4. Polarisationsabhängiger Photoeffekt an dünnen Aluminiumschichten

4.1 Messung des polarisationsabhängigen Photoeffekts

4.11 Vorbemerkung

Nachdem die optische Plasmaresonanzabsorption von Al gefunden war, stellte sich die Frage, ob auch in der Photoemission dünner Al-Schichten eine Plasmaresonanz in p-polarisiertem Licht auftritt. Schon in früheren Arbeiten ist der Einfluß der Polarisation des Lichtes auf die Photoemission, der vektorielle Photoeffekt, untersucht worden. An dünnen Alkalimetallschichten, speziell an Kalium, konnte ein spektrales Maximum der Photoausbeute (Elektron pro einfallendes Lichtquant) bei der Plasmawellenlänge im nahen UV festgestellt werden, wenn man p-polarisiertes Licht schräg einstrahlte[16,20,21]. Bei Versuchen an derselben Schicht mit s-polarisiertem Licht trat kein Maximum auf. An kompaktem Molybdän ist in jüngster Zeit ebenfalls ein vektorieller Photoeffekt zwischen 2500 und 2900 Å gefunden worden[51]. Man erhielt zwar kein spektrales Maximum, aber die Photoausbeute war von der Polarisation und dem Einfallswinkel abhängig. In jedem Fall konnte ein enger Zusammenhang zwischen Photoemission und optischen Eigenschaften (Absorption, Energiedichte) nachgewiesen werden.

Wir haben den polarisationsabhängigen Photoeffekt an dünnen Al-Schichten für Wellenlängen zwischen 500 und 1000 Å untersucht und dabei die Schichtdicke von 100 bis 4000 Å variiert. Die Schichten sind ähnlich, wie in 3.21 beschrieben, aufgedampft. Als Unterlage diente ein 0,2 mm dickes Mikroskopdeckglas mit der Fläche 18 x 18 mm. Die bedampfte Platte haben wir als Kathode in einen offenen Photomultiplier Bendix M 306 eingesetzt. Der Einfallswinkel konnte zwischen 0° und 45° in

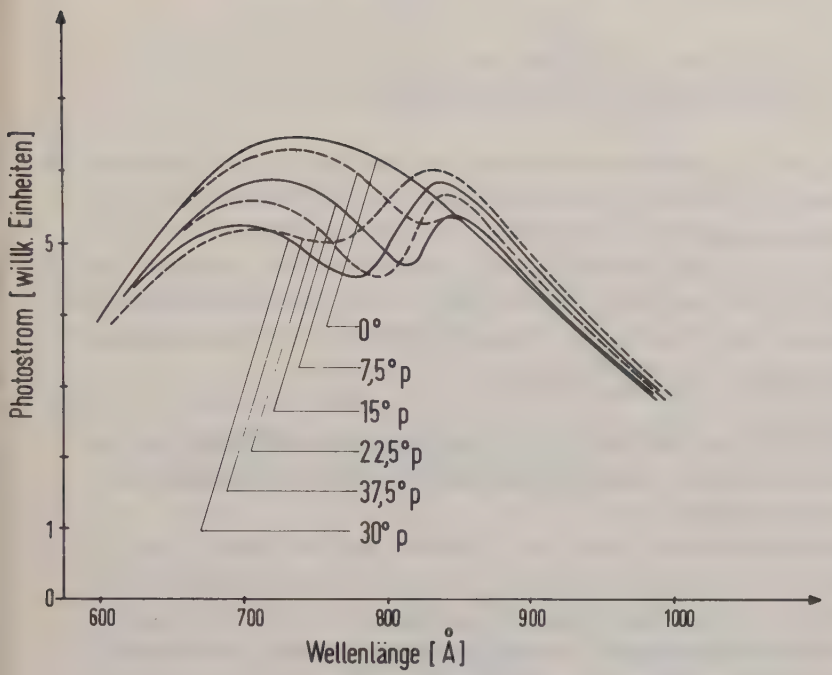

Fig. 15 Winkelabhängigkeit des Photostroms einer 100 Å dicken Al-Schicht auf Glas für p-Polarisation.

Schritten von 7,5° verändert werden. Der Übergang von s- auf p-Polarisation erfolgte durch eine 90°-Drehung um die Strahlachse, wie schon in 3.22 beschrieben.

4.12 Al-Schichten der Dicke 100 - 300 Å, Plasmaresonanz in der Photoemission

Das Ergebnis der Messungen an einer 100 Å dicken Al-Kathode auf Glas ist in Fig. 15 dargestellt. Es ist hier nur die Winkelabhängigkeit des Photostroms als Funktion der Wellenlänge für p-polarisiertes Licht gezeichnet. Bei s-Polarisation zeigen die Kurven bei allen Winkeln keine Struktur und stimmen innerhalb von 5% mit der 0°-Kurve überein. Die charakteristischen Merkmale bei p-Polarisation sind:

1.) Ein Maximum bei ca. 835 Å, der Plasmawellenlänge von Al. Es verschiebt sich mit wachsendem Winkel zu kleineren Wellenlängen.
2.) Der Schnittpunkt mit der 0°-Kurve und der Abfall auf ein Minimum in der Gegend von 800 Å. Das Minimum verschiebt sich ebenfalls mit wachsendem Winkel zu kleineren Wellenlängen. Das Minimum für Winkel größer als 30° ist nur noch flach.

Ein ähnliches Winkel- und Polarisationsverhalten ergab sich für 250 - 300 Å dicke Schichten. Die Ergebnisse waren gut reproduzierbar; sie wurden an verschiedenen Schichten der gleichen Dicke gefunden. Nach 14-tägigem Aufenthalt der Schichten an Luft konnte ein leichtes Absinken der Maxima bei 835 Å festgestellt werden. Wie in 4.22 noch näher ausgeführt wird, läßt sich das Maximum als die durch Oxyd modifizierte Plasmaresonanz von Al interpretieren; das Minimum entspricht dem Brewsterfall in der Reflektivität (vgl. 3.24).

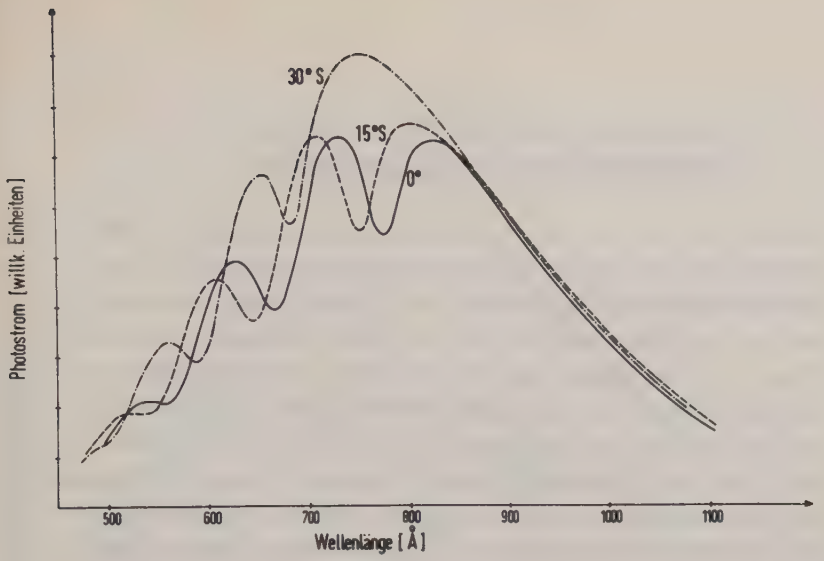

Fig. 16 Winkelabhängigkeit des Photostroms einer 970 Å dicken Al-Schicht auf Glas für s-Polarisation. Interferenzeffekte in der Photoemission.

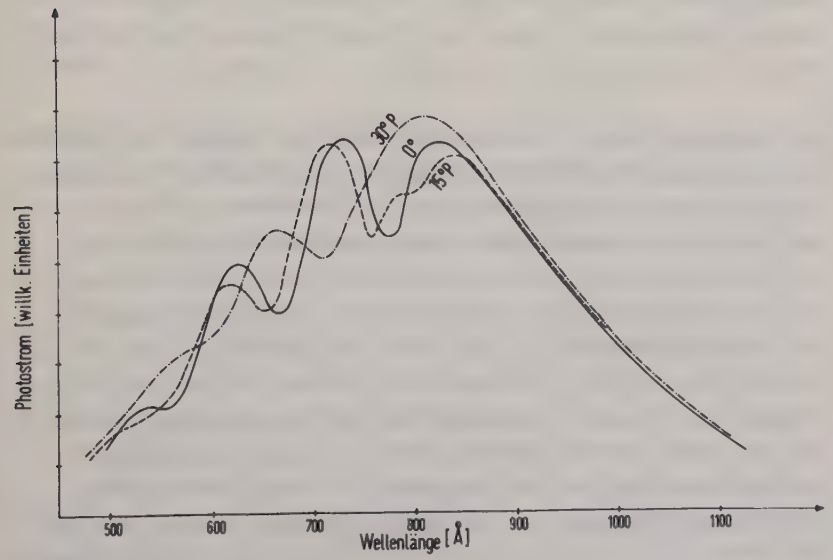

Fig. 17 Winkelabhängigkeit des Photostroms einer 970 Å dicken Al-Schicht auf Glas für p-Polarisation. Interferenzeffekte in der Photoemission.

4.13 Al-Schichten der Dicke 1000 - 4000 Å, Interferenzeffekte in der Photoemission

In Fig. 16 und Fig. 17 ist die Winkelabhängigkeit des Photostroms einer 970 Å dicken Al-Schicht für s- und p-Polarisation dargestellt. Wir finden einen anderen Verlauf des Photostroms als bei sehr dünnen Schichten (Fig. 15). Unterhalb von 800 Å treten jetzt Maxima auf, die sich nahezu äquidistant wiederholen. Der Abstand von Maximum zu Maximum beträgt $\Delta\lambda$ = 100 Å. Oberhalb von 850 Å ist der Photostrom ohne Struktur. Die periodischen Maxima lassen sich als die Auswirkung von Interferenzen des elektrischen Feldes auf die Photoemission deuten, wie in 4.22 noch genauer untersucht wird. Das Auftreten von Interferenzen ist eine Folge des steilen Anstiegs des Brechungsindex n von Al zu kürzeren Wellenlängen hin unterhalb der Plasmawellenlänge, wo der Absorptionskoeffizient k klein ist (vgl. Fig. 9). Die Interferenzmaxima entsprechen denen, die bei der Messung von Reflektivität und Durchlässigkeit an dünnen Al-Schichten auftreten[52].

Mit größerem Winkel verschieben sich die Maxima zu kleineren Wellenlängen, das Verhältnis Maximum zu Minimum wird dabei kleiner. Bei Winkeln größer als 30° verliert sich die Wellenstruktur allmählich. Man erreicht offensichtlich den Grenzwinkel der Totalreflexion: Die aus dem Vakuum (n=1) einfallende Welle dringt nicht mehr vollständig in das optisch dünnere Al (n<1) ein; es fehlt die von der hinteren Grenzfläche reflektierte Welle. Maxima und Minima liegen für s- und p-Polarisation an der gleichen Stelle; bei gleichem Einfallswinkel sind die Interferenzen bei p-Polarisation nicht so ausgeprägt.- Einen merklichen Unterschied zwischen s- und p-Polarisation findet man bei der 15°-Kurve in der Umgebung von 800 Å. Bei s-Polarisation

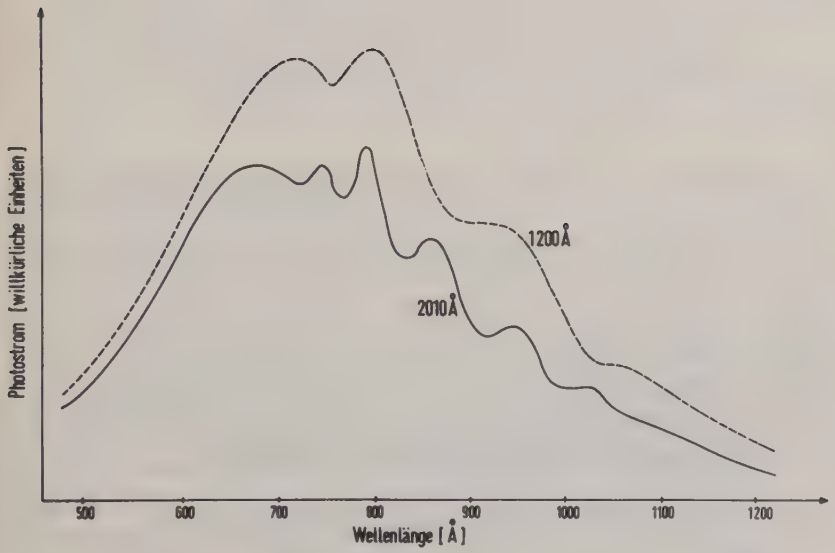

Fig. 18 Photostrom einer Indiumschicht auf Glas für 0° Einfallswinkel und zwei verschiedene Schichtdicken: 1200 und 2010 Å. Die beiden Kurven sind in der Ordinate gegeneinander verschoben.

liegt die 15°-Kurve oberhalb, bei p-Polarisation unterhalb der 0°-Kurve. Außerdem zeigt die 15°p-Kurve einen Sattel bei 790 Å, der in s-Polarisation fehlt. Das "anomale" Verhalten der Photoemission für 15°p läßt sich wieder auf die sehr unterschiedliche Reflektivität für s- und p-polarisiertes Licht bei Annäherung an den Brewsterfall zurückführen (vgl. 3.24 und 4.22).

Mit wachsender Schichtdicke folgen die Interferenzmaxima dichter aufeinander. Das Verhältnis von Maximum zu Minimum nimmt ab und nähert sich immer mehr dem Wert eins. Bei einer Schichtdicke von 3040 Å haben wir ein $\Delta\lambda$ von 50 Å gemessen. An derselben Probe wurden auch die Reflexionsinterferenzen untersucht. Der Abstand von Maximum zu Maximum betrug ebenfalls 50 Å. Für die Verschiebung und das Verschwinden der Maxima mit wachsendem Einfallswinkel gilt das gleiche wie bei 970 Å dicken Schichten.

Auch in dem bekannten Indium-Fenster zwischen 750 Å ($N_{4,5}$-Kante) und 1100 Å (Plasmawellenlänge)[44] ließen sich Interferenzen nachweisen. Figur 18 zeigt die Photoemission von zwei Indiumschichten der Dicke 1200 und 2010 Å. Die Kurven sind der Übersicht wegen gegeneinander verschoben dargestellt.

Der spektrale Verlauf und die Größe des Photostromes von der Kathode werden durch die Zahl der einfallenden Lichtquanten und die Quantenausbeute bestimmt (vgl.(2.1)). Da die einfallende Intensität und der Verstärkungsfaktor des Multipliers nur größenordnungsmäßig bekannt sind, konnten wir keine genauen Quantenausbeuten bestimmen.- Sie liegen wie bei der Wolframkathode in der Größenordnung 0,1 - 0,2 Elektronen pro Photon.- Mit unseren Messungen sind aber die Winkel- und Polarisationsabhängigkeit der Photoemission relativ zu der bei 0° Einfallswinkel bestimmt.

Kennt man die Quantenausbeuten bei 0°, kann man im Prinzip aus unseren Messungen die Ausbeute bei anderen Winkeln für s- und p-Polarisation gewinnen.- Für die Beschränkung der Meßgenauigkeit durch Instabilität des Maschinenstroms und der Elektronik, sowie die nicht vollständige Polarisation gilt das in 3.25 Gesagte.

4.2 Deutung der Messungen

4.21 Zur Theorie des polarisationsabhängigen Photoeffekts

Unsere Experimente lassen sich im Rahmen der Theorie des Volumenphotoeffekts[16,20,21,51,53-56] deuten, die eine enge Verknüpfung von Photoemission und optischen Eigenschaften ergibt. Die Zahl der pro Volumen-und Zeiteinheit in der Tiefe z unter der Oberfläche absorbierten Photonen der Energie $\hbar\omega$ ist im Zeitmittel bei einem gemäß $\tilde{\mathfrak{E}} = \tilde{\mathfrak{E}}_0 e^{i\omega t}$ zeitlich veränderlichen elektrischen Feld:[+)]

$$N_{Ph}(\omega, z, \varphi, \delta) = \frac{\varepsilon_2(\omega)}{\hbar \cdot 8\pi} |\tilde{\mathfrak{E}}|^2(\omega, z, \varphi, \delta) \qquad (4.1)$$

Dabei ist φ der Einfallswinkel, δ ein Parameter für die Polarisation (s bedeutet s-Polarisation, p p-Polarisation) und $\varepsilon_2(\omega)$ der Imaginärteil der komplexen DK. Die absorbierte Energie wird in unserem Spektralbereich zur Anregung von Elektronen benutzt. Nur ein Bruchteil $\alpha(\omega, z)$ der in der Tiefe z angeregten Elektronen erreicht die Oberfläche und hat genügend Energie, das Austrittspotential zu überwinden und so zum Photostrom beizutragen. Die Zahl der austretenden Elektronen ist:

$$N_{EL}(\omega, z, \varphi, \delta) = \alpha(\omega, z) \cdot N_{Ph}(\omega, z, \varphi, \delta) \qquad (4.2)$$

+) Vektoren werden mit deutschen Buchstaben geschrieben.

Der Faktor $\alpha(\omega,z)$ enthält die Austrittswahrscheinlichkeit der in der Tiefe z angeregten Elektronen. Er ist unabhängig vom Einfallswinkel φ und der Polarisation δ, solange wir isotrope Anregung und Wanderung der Elektronen annehmen.

Integration über z ergibt die Photostromdichte an der Oberfläche, nachfolgende Integration über die bestrahlte Fläche Q sec φ den Photostrom:

$$J(\omega,\varphi,\delta) = e\,Q\,\sec\varphi\,\frac{\varepsilon_2(\omega)}{4\pi}\cdot\int_{-\infty}^{0}|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,z,\varphi,\delta)\cdot\alpha(\omega,z)\,dz \qquad (4.3)$$

Q ist der konstante Querschnitt des einfallenden Bündels. (z=0 ist die Koordinate der Oberfläche, die Schicht erstreckt sich in die negative z-Richtung, vgl. Fig. 21)

Zur genauen Berechnung des Photostroms als Funktion der Frequenz, des Einfallswinkels und der Polarisation muß man nach (4.3) $\varepsilon_2(\omega)$, die Energiedichte $|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,z,\varphi,\delta)$ und den Faktor $\alpha(\omega,z)$ kennen.

Nimmt man an, daß die Funktion $\alpha(\omega,z)$ nur innerhalb der mittleren Austrittstiefe ζ der Elektronen, also für $|z|\leq\zeta$, wesentlich von Null verschieden ist, erhält man:

$$J(\omega,\varphi,\delta) = e\,Q\,\sec\varphi\,\frac{\varepsilon_2(\omega)}{4\pi}\cdot\int_{-\zeta}^{0}|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,z,\varphi,\delta)\cdot\alpha(\omega,z)\,dz \qquad (4.4)$$

Ist weiter die Austrittstiefe ζ der Elektronen klein gegenüber der Eindringtiefe $t=\lambda/(2\pi K)$ und der Wellenlänge λ/n der elektromagnetischen Strahlung im Medium, kann man näherungsweise setzen: $|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,z,\varphi,\delta)\approx|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,-0,\varphi,\delta)$ für $|z|\leq\zeta$
Damit wird:

$$J(\omega,\varphi,\delta) = e\,Q\,\sec\varphi\,\frac{\varepsilon_2(\omega)}{4\pi}\,|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,-0,\varphi,\delta)\cdot\int_{-\zeta}^{0}\alpha(\omega,z)\,dz \qquad (4.5)$$

Da das Integral (4.5) im allgemeinen nicht bekannt ist, können wir die Polarisations- und Winkelabhängigkeit der Photoemission nur prüfen, indem wir den Photostrom auf den bei 0° Einfallswinkel beziehen.

$$\frac{J(\omega,\varphi,\delta)}{J(\omega,0,\delta)} = \frac{|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,-0,\varphi,\delta)\cdot \sec\varphi}{|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega,-0,0,\delta)} \qquad (4.6)$$

$J(\omega,0,\delta) = J(\omega,0,s) = J(\omega,0,p)$, weil für 0° Einfallswinkel kein Unterschied zwischen s- und p-Polarisation besteht.

4.22 Die Energiedichte an der Oberfläche

a) Der Zusammenhang mit der Reflektivität

Die Bedeutung der Energiedichte $|\tilde{\mathcal{E}}^2|(\omega,z,\varphi,\delta)$ für die Bestimmung des Photostroms ergibt sich aus (4.3) und den folgenden Gleichungen. Bei Kenntnis der optischen Konstanten des Materials und der einfallenden Intensität $|\tilde{\mathcal{E}}_0|^2$ ist es möglich, diesen elektromagnetischen Faktor der Photoemission zu berechnen. Für kompaktes Material mit großem Absorptionskoeffizienten ist dies relativ einfach. Bei dünnen Schichten mit geringer Absorption, die uns experimentell interessieren, muß man bei der Berechnung von $|\tilde{\mathcal{E}}|^2$ die vektorielle Überlagerung hin- und rücklaufender Wellen berücksichtigen.

Für Al erwartet man in unserem Spektralbereich Austrittstiefen der Elektronen zwischen 10 und 100 Å [57,58]. Die Eindringtiefe und die Wellenlänge des Lichtes sind wesentlich größer (vgl. Fig. 9). Für Al sollte deshalb die Näherung (4.5) für den Photostrom gültig sein.

Zum Vergleich der Messungen mit (4.5) und (4.6) muß man die Energiedichte $|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega, -0, \varphi, \delta)$ direkt unter der Oberfläche berechnen. Mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen und der Grenzbedingungen kann man eine Beziehung zwischen der Energiedichte an der Oberfläche und der komplexen Reflektivität $\tilde{r}_s$ bzw. $\tilde{r}_p$ für s- und p-Polarisation finden:

$$|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega, -0, \varphi, s) = |\tilde{\mathcal{E}}_0|^2 \cdot |1+\tilde{r}_s(\omega,\varphi)|^2 \tag{4.7}$$

$$|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega, -0, \varphi, p) = |\tilde{\mathcal{E}}_0|^2 \cdot \left\{ \cos^2\varphi \cdot |1-\tilde{r}_p(\omega,\varphi)|^2 + \frac{\sin^2\varphi}{|\tilde{\varepsilon}(\omega)|^2} \cdot |1+\tilde{r}_p(\omega,\varphi)|^2 \right\} \tag{4.8}$$

Der erste Summand in (4.8) für p-Polarisation ist der Anteil der x-Komponente des elektrischen Vektors (parallel zur Oberfläche), der zweite ist der Anteil der z-Komponente (senkrecht zur Oberfläche). Der Faktor $|\tilde{\varepsilon}(\omega)|^{-2}$ wird bei der Plasmafrequenz ($\tilde{\varepsilon}(\omega)=0$) singulär. Das kann zu einem Maximum in der Energiedichte und damit in der Photoemission für p-polarisiertes Licht führen. Die Gleichungen (4.7) und (4.8) [+)] gelten für kompaktes Material, dünne Schichten oder eine Kombination von mehreren Schichten, wobei für $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ die DK des ersten Mediums zu setzen ist.

b) <u>Plasmaresonanz in der Photoemission</u>

Für eine dünne freitragende Schicht aus einem freien Elektronengas erhält man für p-polarisiertes Licht unter schrägem Einfall nach (4.8):

$$|\tilde{\mathcal{E}}|^2(\omega, -0, \varphi, p) = |\tilde{\mathcal{E}}_0|^2 \cdot \left\{ \cos^2\varphi \; \frac{4(\omega-\omega_p)^2 + (\gamma_d+2\gamma_r)^2}{4(\omega-\omega_p)^2 + (\gamma_d+\gamma_r)^2} + \sin^2\varphi \; \frac{\omega_p^2}{4(\omega-\omega_p)^2 + (\gamma_d+\gamma_r)^2} \right\} \tag{4.9}$$

+) Im Spezialfall $\varphi = 0$ müssen (4.7) und (4.8) übereinstimmen. Beim Übergang von $\tilde{r}_s(\omega,0)$ auf $\tilde{r}_p(\omega,0)$ ist ein Vorzeichenwechsel zu beachten, weil $\tilde{r}_s(\omega,\varphi)$ mit den elektrischen Feldvektoren, $\tilde{r}_p(\omega,\varphi)$ aber mit den magnetischen Feldvektoren definiert ist.

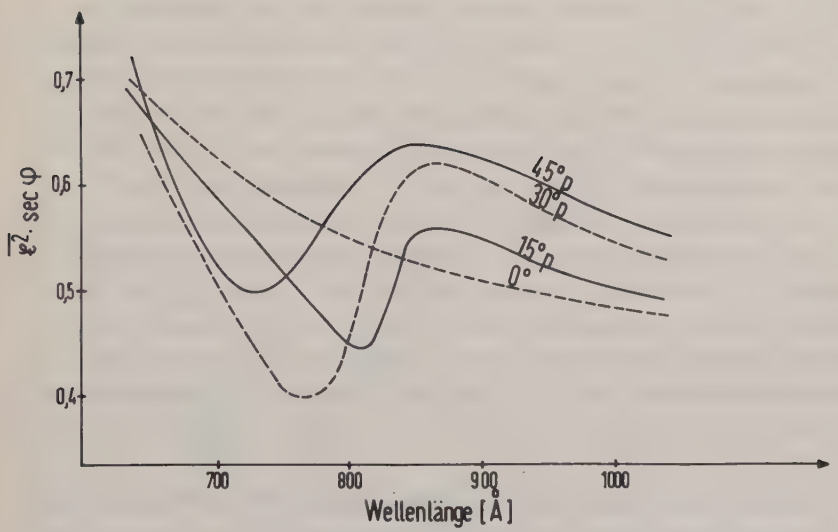

Fig. 19 Berechnete Energiedichte an der Oberfläche für eine 100 Å dicke Al-Schicht auf Glas mit 40 Å Al_2O_3. Einfallende Intensität $|\tilde{\mathcal{E}}_0|^2 = 1$.

Dabei ist für die komplexe Reflektivität $\tilde{r}_p$ der Ausdruck (3.8) und für die DK die Darstellung (3.9) benutzt worden. (4.9) gilt in gleicher Näherung wie $\tilde{r}_p$ in (3.8), also für nicht zu kleine Einfallswinkel in der Umgebung der Plasmafrequenz ((3.3)) und Schichtdicken, die klein gegen die Plasmawellenlänge sind ((3.6)). Wir erhalten wieder den schon aus der theoretischen Behandlung der optischen Plasmaresonanzabsorption bekannten Resonanznenner mit den beiden Dämpfungstermen γ_d und γ_σ. Im zweiten Summanden von (4.9) (z-Komponente) tritt ein scharfes Resonanzmaximum bei der Plasmafrequenz auf, das sich nach (4.5) als Plasmaresonanz im Photoeffekt bemerkbar machen sollte. ε_2 und das Integral können in unserem Spektralbereich als langsam veränderliche Funktionen der Frequenz angesehen werden. Die Interbandübergänge von Al liegen weit von der Plasmafrequenz entfernt.

Wir können nicht erwarten, die ideale Plasmaresonanz (4.9) in der Photoemission auch im Experiment (Fig. 15) zu finden. Das hat zwei Gründe: Erstens haben wir keine freitragende Al-Schicht, sondern Glas als Unterlage für die 100 Å dicke Schicht, und zweitens ist die untersuchte Schicht mit Oxyd bedeckt. Berechnet man für die vorliegende Schichtkombination 40 Å Al_2O_3-100 Å Al-massives Glas die Energiedichte an der Oberfläche, d.h. also im Oxyd, nach (4.8) unter Voraussetzung der optischen Konstanten wie in 3.1, erhält man für den winkelabhängigen Faktor $\tilde{\varepsilon}^2 \sec\varphi$ in (4.5) bei p-Polarisation den in Fig. 19 dargestellten Verlauf. Ein Vergleich von Fig. 15 und Fig. 19 zeigt gute Übereinstimmung der Winkelabhängigkeit für p-Polarisation. Die Verschiebung des Maximums, des Schnittpunktes mit der 0°-Kurve und des Minimums mit dem Winkel sind in beiden Fällen sehr ähnlich. Auch das nicht so tiefe Minimum für Winkel größer als 30° findet sich in Experiment und Rechnung. Die berechneten Kurven für s-Polarisation liegen

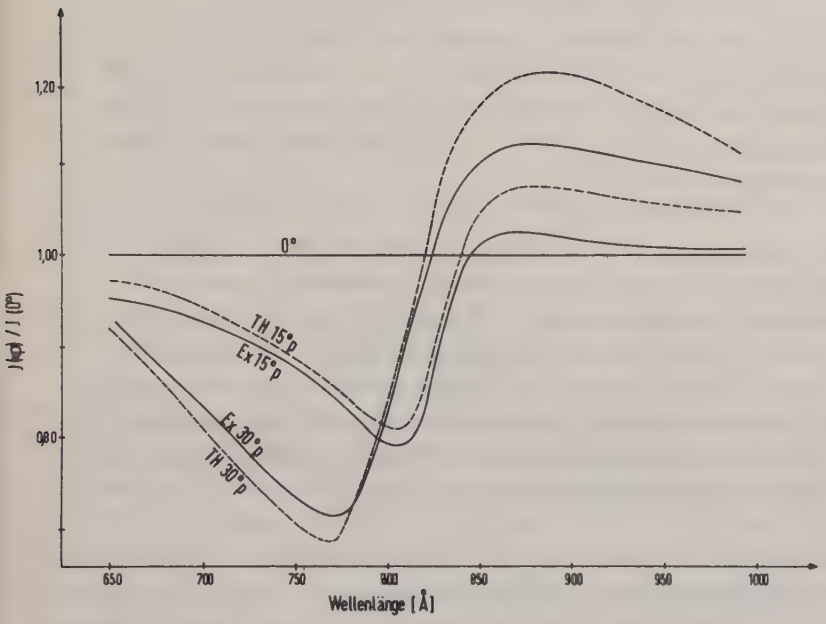

Fig. 20 Winkelabhängigkeit des Photostroms einer 100 Å dicken Al-Schicht auf Glas normiert auf 0° Einfallswinkel. Ex experimentell, TH theoretisch.

für alle Einfallswinkel innerhalb von 5% auf der 0^{o}-Kurve, was ebenfalls mit dem Experiment übereinstimmt.

In Fig. 20 ist die Reduktion experimenteller und berechneter Werte auf die 0^{o}-Kurve gemäß (4.6) durchgeführt. Die Abweichung des experimentellen vom theoretischen Verhältnis ist nirgendwo größer als 10%. Die größte Abweichung findet man oberhalb von 850 Å.

Das im p-polarisierten Licht gemessene Maximum in der Photoemission kann man als die durch Unterlage und Oxyd modifizierte Plasmaresonanz in dünnen Al-Schichten ansehen. Das Minimum unterhalb der Plasmawellenlänge läßt sich mit Hilfe des in (4.8) gegebenen Zusammenhangs zwischen Energiedichte und Reflektivität anschaulich deuten: Man erwartet, daß sich wie in der Reflektivität auch in der Photoemission der Brewsterfall (vgl. 3.24) bemerkbar macht.

c) Interferenzeffekte in der Photoemission

In dünnen Al-Schichten treten unterhalb von 300 Å periodisch Interferenzmaxima auf, wenn man die Reflektivität einer Schicht als Funktion der Wellenlänge mißt[52]. Sie sind eine Folge des Exponentialfaktors in der komplexen Reflektivität ((3.2)) und des Anstiegs des Brechungsindex n zu kürzeren Wellenlängen hin, wo die Absorption immer mehr abnimmt (Fig. 9). Wegen des Zusammenhangs zwischen Reflektivität und Energiedichte an der Oberfläche ((4.7),(4.8)) sind periodische Interferenzmaxima auch in der Photoemission dünner Al-Schichten zu erwarten.

Die Lage des Interferenzmaximums m-ter Ordnung λ_m in der Reflektivität einer freitragenden Schicht eines freien Elektronengases der Dicke d ist gegeben durch die Bedingung

für konstruktive Interferenz

$$2d\left(\varepsilon(\lambda_m)-\sin^2\varphi\right)^{1/2}=\left(m+\tfrac{1}{2}\right)\lambda_m \qquad m=1,2,\ldots \text{ usw.} \qquad (4.10)$$

und die reelle DK

$$\varepsilon(\lambda)=1-\frac{\lambda^2}{\lambda_p^2} \qquad (4.11)$$

φ ist der Einfallswinkel, λ_p die Plasmawellenlänge. Aus (4.10) und (4.11) erhält man:

$$\lambda_m=\frac{2d\cos\varphi}{\left(\left(\frac{2d}{\lambda_p}\right)^2+\left(m+\frac{1}{2}\right)^2\right)^{1/2}} \qquad (4.12)$$

Berechnung der Interferenzmaxima unter Berücksichtigung der Absorption nach (3.2) und (3.13) ergibt für λ_m Werte, die nur ca. 2% von den mit (4.12) gewonnenen Werten abweichen. Bei einem Vergleich der nach (4.12) berechneten Maxima mit den Messungen von Reflektivität und Photoemission muß man den Einfluß der Oxydschicht und des Glasträgers berücksichtigen. Eine numerische Untersuchung dieses Problems mit einer elektronischen Rechenmaschine ergab, daß 40 Å dicke Al_2O_3-Schichten und der Glasträger die Lage der Interferenzmaxima in Reflektivität und Energiedichte beeinflussen. Jedoch bleiben folgende aus (4.12) ableitbare Eigenschaften von Reflektivität und Energiedichte erhalten: Die Abhängigkeit der Lage der Maxima von Ordnung, Winkel und Schichtdicke, sowie der nahezu gleiche Abstand zweier Maxima. Nach (4.12) berechnet man z.B. für den mittleren Abstand $\overline{\Delta\lambda}$ benachbarter Interferenzmaxima zwischen 400 und 800 Å bei d= 1000 Å $\overline{\Delta\lambda}$ = 100 Å, bei d= 3000 Å $\overline{\Delta\lambda}$ = 45 Å und bei d= 3800 Å $\overline{\Delta\lambda}$ = 30 Å, in sehr guter Übereinstimmung (±5Å) mit den Experimenten. Eine genaue Berechnung der Energiedichte

an der Oberfläche nach (4.7) und (4.8) ergibt nicht nur die schon aus (4.12) ableitbaren polarisationsunabhängigen Eigenschaften der Photoemission wieder, sondern zusätzlich die polarisationsabhängige Dämpfung der Interferenzen bei größeren Winkeln und das "anomale" Verhalten der 15^{o}p-Kurve bei Annäherung an den Brewsterfall (Fig. 16 und Fig. 17).

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die optische Anregung von Plasmaschwingungen in dünnen Aluminiumschichten bei der Plasmawellenlänge 835 Å untersucht. Dabei erwies sich das polarisierte Vakuumultraviolett-Kontinuum der Synchrotronstrahlung als äußerst nützlich. Die in der Umgebung der Plasmawellenlänge mit parallel-polarisiertem Licht beobachteten Strukturen in der Durchlässigkeit, Reflektivität und Photoemission dünner Al-Schichten konnten teilweise direkt als Plasmaresonanzen gedeutet werden oder waren zumindest typisch für das dielektrische Verhalten eines freien Elektronengases in der Nähe der Plasmafrequenz.

Alle Untersuchungen wurden mit einem Monochromator durchgeführt, der mit nahezu senkrechtem Einfall in einer modifizierten Wadsworth-Montierung arbeitete. Als Lichtquelle diente die Strahlung des 6-GeV-Elektronensynchrotrons (DESY) in Hamburg. Der Monochromator lieferte polarisiertes Licht vom Sichtbaren kontinuierlich herab bis zu einer Wellenlänge von ca. 400 Å. Er ist für Experimente an Festkörpern geeignet, solange keine besonders hohe Auflösung ($\Delta\lambda \ll 1$ Å) gefordert wird.

Mit Hilfe des Monochromators haben wir Durchlässigkeit, Reflektivität und Photoemission dünner Al-Schichten für Wellenlängen zwischen 400 und 1000 Å in Abhängigkeit von Einfallswinkel und Polarisation untersucht. Die Schichtdicke wurde dabei zwischen 100 und 4000 Å variiert. Im einzelnen erhielten wir folgende Ergebnisse:

1.) Für Schichtdicken kleiner als 500 Å fanden wir in parallel-polarisiertem Licht unter schrägem Einfall bei der Plasmawellenlänge charakteristische Strukturen, die um so stärker ausgeprägt waren, je kleiner die Schichtdicke war:

a) An freitragenden Schichten konnte die Plasmaresonanzabsorption als Minimum in der Durchlässigkeit bei 835 Å gefunden werden. Winkel- und Schichtdickenabhängigkeit entsprachen den theoretischen Vorstellungen.

b) In der Reflektivität stellten wir ein Minimum etwas unterhalb der Plasmawellenlänge fest. Es verschob sich mit wachsendem Einfallswinkel zu kleineren Wellenlängen. Das Minimum ließ sich als Brewsterfall bei der Reflexion an einer dünnen Schicht eines freien Elektronengases deuten.- Das Plasmaresonanzmaximum in der Reflektivität (Plasmon-Photon-Zerfall), das an sehr dünnen freitragenden Schichten auftreten sollte, wurde von Oxyd und Träger unterdrückt.

c) In der Photoemission ergab sich ein Maximum (Plasmaresonanz) bei der Plasmawellenlänge und ein Minimum (entsprechend dem Brewsterfall in der Reflektivität) etwas unterhalb davon. Maximum und Minimum verschoben sich mit wachsendem Einfallswinkel zu kleineren Wellenlängen, was theoretisch erklärt werden konnte.

In senkrecht-polarisiertem Licht fehlten die beschriebenen Strukturen.

2.) An Al-Schichten mit Dicken zwischen 1000 Å und 4000 Å wurden Interferenzeffekte in der Reflektivität, der Durchlässigkeit und in der Photoemission für Wellenlängen zwischen 400 und 800 Å beobachtet. Der Abstand zweier Maxima in der Photoausbeute war gleich dem Abstand zweier Interferenzmaxima, die in Reflektivität und Durchlässigkeit bei gleicher Schichtdicke gefunden wurden. Abstand und Winkelverschiebung der Interferenzmaxima ließen sich bei bekannter Schichtdicke mit einer einfachen Beziehung berechnen.

3.) Der Versuch, die in Durchlässigkeit und Reflektivität gefundenen Strukturen im Rahmen der Theorie der Optik dünner Schichten unter Voraussetzung der optischen Konstanten zu berechnen, ergab gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen, wenn man den Einfluß von Oxyd und Träger berücksichtigte.

4.) Die polarisationsabhängige Resonanz in der Photoemission bei der Plasmawellenlänge und die Interferenzeffekte in der Photoemission ließen sich quantitativ unter der Annahme deuten, daß bei kleinen Elektronenaustrittstiefen der Photostrom proportional zur Energiedichte des Strahlungsfeldes an der Oberfläche ist. Energiedichte und Reflektivität sind über die elektromagnetischen Grenzbedingungen miteinander verknüpft.

Da die Reflektivität durch Oxydschichten beeinflußt wird, muß man das gleiche auch für die Photoemission annehmen. Die Plasmaresonanz in der Photoemission sollte ohne Oxydschicht wesentlich schärfer sein. Um dies zu prüfen, wären Messungen unter Ultrahochvakuumbedingungen nötig. Dabei kann wieder mit Vorteil die Synchrotronstrahlung benutzt werden, weil der Ausgangsdruck in der Lichtquelle bereits im 10^{-6} Torr-Bereich liegt.

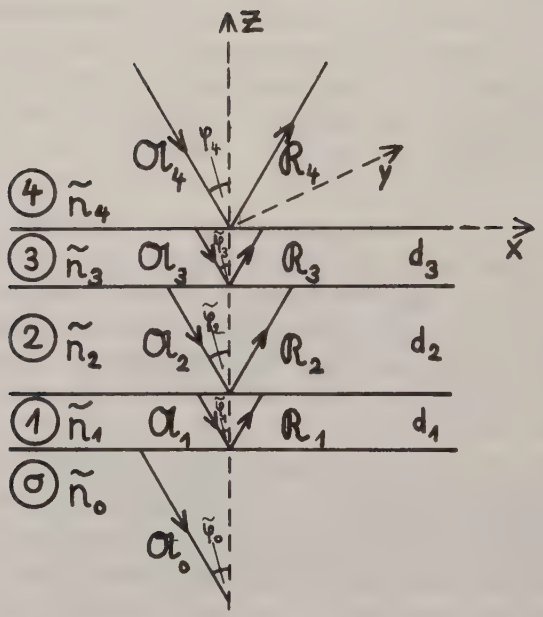

Fig. 21 Zur Berechnung des Wellenfeldes in einer Mehrfachschicht.

6. Anhang: Berechnung der Energiedichte in einer Mehrfachschicht als Funktion des Abstandes von der Oberfläche

Bei der Untersuchung der Winkel- und Polarisationsabhängigkeit der Photoemission dünner Festkörperschichten ist die Kenntnis der Energiedichte des Strahlungsfeldes als Funktion des Abstandes von der Oberfläche nötig (vgl. (4.3)).

Gegeben sei eine Schichtkombination aus optisch isotropen Medien, welche den Brechungsindex $n_\ell = n_\ell - ik_\ell (\ell = 0,1,2,3,4)$ und die Schichtdicke d_ℓ haben, Fig. 21[+]. Die aus dem Vakuum, Medium 4 mit $n_4=1$, unter dem Winkel $\varphi \equiv \varphi_4$ einfallende ebene elektromagnetische Welle baut in der Mehrfachschicht ein Wellenfeld auf, das sich aus anlaufenden Wellen $\tilde{\mathfrak{A}}_\ell$ und reflektierten Wellen $\tilde{\mathfrak{R}}_\ell$ zusammensetzt. Das Wellenfeld werde durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\tilde{\mathfrak{A}}_\ell(\mathfrak{r}) = \tilde{\mathfrak{A}}_\ell^0 \, e^{i(\omega t - \tilde{\mathfrak{k}}_\ell^{an} \cdot \mathfrak{r})} \quad , \quad \tilde{\mathfrak{R}}_\ell(\mathfrak{r}) = \tilde{\mathfrak{R}}_\ell^0 \, e^{i(\omega t - \tilde{\mathfrak{k}}_\ell^{re} \cdot \mathfrak{r})}$$

$$\mathfrak{r} = (x; y; z)$$

$$\tilde{\mathfrak{k}}_\ell^{an} = \frac{\omega \tilde{n}_\ell}{c} \left(\sin\tilde{\varphi}_\ell \; ; \; 0 \; ; \; -\cos\tilde{\varphi}_\ell \right) \qquad (6.1)$$

$$\tilde{\mathfrak{k}}_\ell^{re} = \frac{\omega \tilde{n}_\ell}{c} \left(\sin\tilde{\varphi}_\ell \; ; \; 0 \; ; \; \cos\tilde{\varphi}_\ell \right)$$

$$\sin\varphi \equiv \tilde{n}_4 \sin\tilde{\varphi}_4 = \tilde{n}_\ell \sin\tilde{\varphi}_\ell \qquad \text{(Brechungsgesetz)}$$

$$\sin^2\tilde{\varphi}_\ell + \cos^2\tilde{\varphi}_\ell = 1 \quad , \quad \tilde{\varphi}_\ell \text{ kann komplex sein}$$

+) Wir benutzten hier die Bezeichnungen und Grundgleichungen von Wolter[46]. Die abgeleiteten Gleichungen gelten auch für Schichtkombinationen mit mehr als fünf Medien. Der Fall $\ell=4$ war der allgemeinste, der bei unseren Experimenten vorlag: nämlich bei einer Untersuchung der Durchlässigkeit einer freitragenden Al-Folie mit Oxyd auf beiden Seiten.

$\widetilde{\alpha}_\ell$ steht hier für den elektrischen Feldvektor $\widetilde{\alpha\mathfrak{E}}_\ell$ oder den magnetischen Feldvektor $\widetilde{\alpha\mathfrak{H}}_\ell$ der anlaufenden Welle.
$\widetilde{R}_\ell$ steht hier für den elektrischen Feldvektor $\widetilde{R\mathfrak{E}}_\ell$ oder den magnetischen Feldvektor $\widetilde{R\mathfrak{H}}_\ell$ der reflektierten Welle.

Die Energiedichte im ℓ-ten Medium ist $|\widetilde{\mathfrak{E}}_\ell|^2 = |\widetilde{\alpha\mathfrak{E}}_\ell + \widetilde{R\mathfrak{E}}_\ell|^2$.
Bei s-Polarisation hat der elektrische Vektor nur eine y-Komponente:

$$\widetilde{\alpha\mathfrak{E}}^\circ_\ell = (0; \widetilde{AE}^\circ_{\ell y}; 0) \quad , \quad \widetilde{R\mathfrak{E}}^\circ_\ell = (0; \widetilde{RE}^\circ_{\ell y}; 0)$$

Die Energiedichte ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} |\widetilde{\mathfrak{E}}_\ell|^2(\omega, z, \varphi, s) = {} & |\widetilde{AE}^\circ_{\ell y}|^2 \, e^{-2\frac{\omega}{c} z \, \mathrm{Im}(\tilde{n}_\ell \cos\tilde{\varphi}_\ell)} \\ & + |\widetilde{RE}^\circ_{\ell y}|^2 \, e^{+2\frac{\omega}{c} z \, \mathrm{Im}(\tilde{n}_\ell \cos\varphi_\ell)} \\ & + 2\,\mathrm{Re}\left\{ \widetilde{RE}^{\circ *}_{\ell y} \cdot \widetilde{AE}^\circ_{\ell y} \cdot e^{i 2\frac{\omega}{c} z \cdot \mathrm{Re}(\tilde{n}_\ell \cos\tilde{\varphi}_\ell)} \right\} \end{aligned} \qquad (6.2)$$

Bei p-Polarisation hat der magnetische Vektor nur eine y-Komponente:

$$\widetilde{\alpha\mathfrak{H}}^\circ_\ell = (0; \widetilde{AH}^\circ_{\ell y}; 0) \quad , \quad \widetilde{R\mathfrak{H}}^\circ_\ell = (0; \widetilde{RH}^\circ_{\ell y}; 0)$$

Die Energiedichte ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} & |\widetilde{\mathfrak{E}}_\ell|^2(\omega, z, \varphi, p) = \\ & \frac{1}{|\tilde{n}_\ell|^2} \cdot |\widetilde{AH}^\circ_{\ell y}|^2 \cdot \left(\cos\tilde{\varphi}_\ell \cos^*\tilde{\varphi}_\ell + \sin\tilde{\varphi}_\ell \sin^*\tilde{\varphi}_\ell\right) e^{-2\frac{\omega}{c} z \, \mathrm{Im}(\tilde{n}_\ell \cos\tilde{\varphi}_\ell)} \\ & + \frac{1}{|\tilde{n}_\ell|^2} \cdot |\widetilde{RH}^\circ_{\ell y}|^2 \cdot \left(\cos\tilde{\varphi}_\ell \cos^*\tilde{\varphi}_\ell + \sin\tilde{\varphi}_\ell \sin^*\tilde{\varphi}_\ell\right) e^{+2\frac{\omega}{c} z \, \mathrm{Im}(\tilde{n}_\ell \cos\tilde{\varphi}_\ell)} \\ & + \frac{2}{|\tilde{n}_\ell|^2} \cdot \mathrm{Re}\left\{ \widetilde{RH}^{\circ *}_{\ell y} \cdot \widetilde{AH}^\circ_{\ell y} \cdot \left(-\cos\tilde{\varphi}_\ell \cos^*\tilde{\varphi}_\ell + \sin\tilde{\varphi}_\ell \sin^*\tilde{\varphi}_\ell\right) e^{i 2\frac{\omega}{c} z \, \mathrm{Re}(\tilde{n}_\ell \cos\tilde{\varphi}_\ell)} \right. \end{aligned} \qquad (6.3)$$

Der erste Term in (6.2) und (6.3) stellt den Beitrag der in der negativen z-Richtung gedämpften anlaufenden Welle dar, der zweite Term den Beitrag der in der positiven z-Richtung gedämpften reflektierten Welle. Der dritte Term entsteht durch Interferenz beider Wellen. Der cos-Ausdruck in jedem

Term von (6.3) ist der Anteil der x-Komponente des elektrischen Vektors, der sin-Ausdruck der Anteil der z-Komponente. Die Gleichungen (6.2) und (6.3) enthalten als Spezialfall ($z \to -0$) die Ausdrücke (4.7) und (4.8), welche die Energiedichte an der Oberfläche als Funktion der komplexen Reflektivität beschreiben.

Kennt man die Amplituden der einfallenden Welle und der reflektierten Welle im Medium 4, kann man mit Hilfe der Grenzbedingungen - die Tangentialkomponenten der Felder müssen stetig sein - die Amplituden der hin- und rücklaufenden Welle im Medium 3 berechnen. Durch sukzessives Fortschreiten zur nächsten Grenzschicht gewinnt man so sämtliche Amplituden des Wellenfeldes. Damit ist auch die Energiedichte an jedem Ort bestimmt.

Die beschriebene Berechnung der Energiedichte in einer Mehrfachschicht ist für eine rekursive Behandlung auf einer digitalen Rechenmaschine geeignet. Alle in den Abschnitten 3. und 4. angegebenen theoretischen Werte für Reflektivität, Durchlässigkeit und Energiedichte sind auf der Telefunken-Rechenmaschine TR 4 gerechnet worden.

7. Literaturverzeichnis

1 Pines, D., Elementary Excitations in Solids,
W.A. Benjamin, Inc., New York, 1963

2 Pines, D. und P. Nozières, The Theory of Quantum Liquids,
W.A. Benjamin, Inc., New York, 1966

3 Fröhlich, H. und H. Pelzer,
Proc. Phys. Soc. (London) A 68, 525 (1955)

4 Nozières, P. und D. Pines, Phys. Rev. 113, 1254 (1959)

5 Raether, H., Springer Tracts in Modern Physics
(Erg.exakt,Naturw.) 38, 84 (1965)

6 Steinmann, W., Phys. Rev. Letters 5, 470 (1960)
Z. Physik 163, 92 (1961)

7 Brown, R.W., P. Wessel und E.P. Trounson
Phys. Rev. Letters 5, 472 (1960)

8 Herickhoff, R.J., W.F. Hanson, E.T. Arakawa und
R.D. Birkhoff, Phys. Rev. 139, A 1455 (1965)

9 Ferrell, R.A., Phys. Rev. 111, 1214 (1958)

10 Steinmann, W., Habilitationsschrift, Universität München,
1966,

11 Ferrell, R.A. und E.A. Stern, Am. J. Phys. 30, 810 (1962)

12 Matsudaira, N., J. Phys. Soc. Japan 18, 380 (1963)

13 Hattori, M., K. Yamada und H. Suzuki
J. Phys. Soc. Japan 18, 203 (1963)

14 Yamaguchi, S., J. Phys. Soc. Japan 18, 266 (1963)

15 McAlister, A.J. und E.A. Stern, Phys. Rev. 132, 1599 (1963)

16 Mayer, H. und H. Thomas, Z. Physik 147, 419 (1957)

17 Deichsel, H., Z. Physik 174, 136 (1963)

18 Brambring, J., Z. Physik 200, 186 (1967)

19 Müller, H., Z. Physik 174, 149 (1963)

20 Ives, H.E. und H.B. Briggs, J. Opt. Soc. Am. 26, 247 (1936)

21 Ives, H.E. und H.B. Briggs, J. Opt. Soc. Am. 28, 330 (1938)

22 Steinmann, W. und M. Skibowski,
Phys. Rev. Letters 16, 989 (1966)
23 Schmüser, P., Z. Physik 180, 105 (1964)
24 Hunter, W.R., J. Physique 25, 154 (1964)
25 Ehrenreich, H., H. R. Philipp und B. Segall,
Phys. Rev. 133, 1918 (1963)
26 Daude,A., M. Priol und S. Robin,
Compt. Rend. 263, 1178 (1966)
27 Madden, R.P., L.R. Canfield und G. Hass,
J. Opt. Soc. Am. 53, 620 (1963)
28 Ejiri, A. und T. Sasaki, J. Phys. Soc. Japan 20,
876 (1965)
29 Sasaki, T. und A. Ejiri, Optical Properties and Electronic
Structure of Metals and Alloys, Ed: F. Abelès,
North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1966,
S. 417
30 Tomboulian, D.H. und P.L. Hartman, Phys. Rev. 102,
1423 (1956)
31 Schwinger, J., Phys. Rev. 75, 1912 (1949)
32 Madden, R.P., D.L. Ederer und K. Codling,
Appl. Opt. 6, 31 (1967)
33 Jaegle, P. und G. Missoni, Compt. Rend. 262, 71 (1966)
34 Haensel, R., C. Kunz und B. Sonntag (in Vorbereitung)
35 Skibowski, M. und W. Steinmann, J. Opt. Soc. Am. 57,
112 (1967)
36 Wadsworth, F.L.O., Astrophys. J. 3, 47 (1896)
37 Namioka, T., Space Astrophysics, McGraw-Hill Book Co.,
N.Y., 1961
38 Johnson, P.D., Rev. Sci. Instr. 28, 883 (1957)
39 Onaka, R., Sci. Light (Tokyo) 7, 23 (1958)

40 Cairns, R.B. und J.A.R. Samson,
J. Opt. Am. 56, 1568 (1966)
41 Samson, J.A.R., J. Opt. Soc. Am. 54, 6 (1964)
42 Haensel, R., Dissertation, Universität Hamburg, 1966
43 Bathow, G., E. Freytag und R. Haensel,
J. Appl. Phys. 37, 3449 (1966)
44 Hunter, W.R., D.W. Angel und R. Tousey,
Appl. Opt. 4, 891 (1965)
45 Sonntag, B., Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1966
46 Wolter, H., Handbuch der Physik,
Herausgeber: S. Flügge, Bd. 24, 461 (1956)
47 Ditchburn, R.W. und G.H.C. Freeman,
Proc. Roy. Soc. A 294, 20 (1966)
48 Freeman, G.H.C., Brit. J. Appl. Phys. 16, 927 (1965)
49 Platzöder, K., Diplomarbeit, Universität München, 1967
50 Feuerbacher, B. (unveröffentlicht)
51 Juenker, D.W., J.P. Waldron und R.J. Jaccodine,
J. Opt. Soc. Am. 54, 216 (1964)
52 Feuerbacher, B., R.P. Godwin und M. Skibowski
(unveröffentlicht)
53 Fan, H.Y., Phys. Rev. 68, 43 (1945)
54 Deutscher, K., Z. Physik 151, 536 (1958)
55 Berglund, C.N. und W.E. Spicer,
Phys. Rev. 136, A 1030 (1964)
56 Wooten, F. und T. Huen,
J. Opt. Soc. Am. 57, 102 (1967)
57 Quinn, J.J., Phys. Rev. 126, 1453 (1962)
58 Crowell, C.R., W.G. Spitzer, L.E. Howarth und
E.E. LaBate, Phys. Rev. 127, 2006 (1962)

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1964 bis 1967 am II. Physikalischen Institut der Universität München und am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Für die fast zweijährige Gastfreundschaft am DESY bei der Gruppe F 41 sei den Herren Prof. Dr. W. Jentschke, Prof. Dr. P. Stähelin und Dr. R. Haensel gedankt.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen, danke ich für die Überlassung des Themas und seine großzügige Unterstützung.

Herrn Privatdozenten Dr. W. Steinmann verdanke ich die Anregung zu dieser Arbeit. Seine tatkräftige Hilfe hat neben zahlreichen Diskussionen viel zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Meinen Mitarbeitern, den Herren Dipl.-Phys. B. Feuerbacher, Dr. R.P. Godwin und cand.phys. G. Rosenbaum, danke ich für die gute Zusammenarbeit, Herrn B. Feuerbacher besonders für die Konstruktion des Reflektometers, Dr. R.P. Godwin für viele theoretische Erörterungen.

Die Werkstatt des II. Physikalischen Institutes unter Leitung der Herren Schmidt und Selzle und die Werkstatt des DESY unter Leitung von Herrn Sparr führten alle zum Aufbau der Apparatur notwendigen mechanischen Arbeiten sorgfältig und schnell aus.- Für die Anfertigung von Zeichnungen habe ich Frl. Walter und Herrn Knaut zu danken.

Für die umfangreichen Rechnungen standen uns die Telefunken-Rechenmaschinen vom Typ TR 4 am Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften und am Rechenzentrum der Universität Hamburg zur Verfügung.

Mein Dank gilt nicht zuletzt auch dem Bayerischen Staatsministerium für Unterricht und Kultus, der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Stiftung Volkswagenwerk-Stipendien für finanzielle Unterstützung.

Lebenslauf

Ich, Michael Skibowski, wurde am 20. Dezember 1937 als Sohn des Kapitänleutnants Joachim Skibowski und seiner Ehefrau Helga, geb. Doerr, in Lavelsloh, Krs. Nienburg, geboren. Nach dem Besuch der Volksschule in Flensburg und Meyenfeld, Krs. Neustadt am Rübenberge, kam ich 1949 auf das Ratsgymnasium in Hannover, ein altsprachliches Gymnasium; dort bestand ich 1957 die Reifeprüfung. Im Sommersemester 1957 begann ich das Studium der Physik an der Universität Göttingen. Hier legte ich im Wintersemester 1959 die Vordiplomprüfung in Physik ab. Im Sommersemester 1960 setzte ich das Studium an der Universität München fort. Nach Anfertigung einer Diplomarbeit am II. Physikalischen Institut der Universität München mit dem Thema "Bestimmung der optischen Konstanten von Germanium im Vakuum-Ultraviolett aus dem Energieverlustspektrum von Elektronen" bestand ich im Sommersemester 1964 die Diplomprüfung . Danach begann ich am gleichen Institut mit der Arbeit an meiner Dissertation. Seit Oktober 1965 bin ich zur Durchführung des experimentellen Teils meiner Arbeit als Gast am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg tätig.